TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH

(KOŁO LOTNICZE SIMP)

TREŚĆ ZESZYTU

ROK IV **ZESZYT 3 (6)** **WRZESIEŃ 1949**

WYDAWCA: INSTYTUT WYDAWNICZY SIMP

Warunki ogłaszania prac w „Technice Lotniczej".

1. Redakcja „Techniki Lotniczej" przyjmuje do druku jedynie prace nigdzie przed tym nie drukowane.

2. Prace zgłaszane do „Techniki Lotniczej" powinny być wykończone pod względem układu treści i stylu, ponadto zgodne z pisownią Polskiej Akademii Umiejętności.

3. Do druku mogą być zgłaszane zarówno prace oryginalne, jak kompilacyjne oraz tłumaczenia ew. streszczenia najcenniejszych artykułów obcych, przy czym należy szczegółowo podać źródła, z których autor korzystał.

4. Redakcja zastrzega sobie prawo czynienia poprawek i skrótów w tekście z tym, że ważniejsze poprawki lub uzupełnienia zostaną uzgodnione z autorem.

5. Nadesłane artykuły kwalifikuje Komitet Redakcyjny T. L., który może zaprosić do współpracy wybranego przez siebie koreferenta, specjalistę danego działu.

6. Redakcja zastrzega sobie prawo do przerysowania lub przerobienia rysunków i wykresów, o ile będą one wykonane w sposób, nie nadający się do wykonania klisz.

7. Każdy nadesłany artykuł powinien być zaopatrzony w krótkie, nie przekraczające 15 wierszy streszczenie.

8. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja „Techniki Lotniczej", Warszawa, ul. Nowowiejska 24.

9. Redakcja nie odpowiada za poglądy wyrażone przez autorów.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

ROK IV **ZESZYT 3(6)** **WRZESIEŃ 1949 r.**

Prof. inż. JERZY BUKOWSKI
Politechnika Warszawska

Profile laminarne

Po sprowadzeniu do minimum tzw. oporów szkodliwych płatowca, jedynym elementem, który może dać dalsze zredukowanie oporu czołowego są płaty nośne. Część oporu płatów, związana organicznie z niezbędną siłą nośną, opór indukowany, leży poza zakresem możliwych do pomyślenia oszczędności. Redukujemy ją, stosując przy danych założeniach konstrukcyjnych możliwie duże wydłużenia.

Tam, gdzie chodzi o osiągnięcie maksymalnej prędkości w locie poziomym, względnie dobrych użytkowych warunków przelotu, czyli w zakresie najbardziej interesującym z uwagi na zmniejszenie oporu, współczesne szybkie samoloty wymagają tak małych wartości liczbowych spółczynnika siły nośnej c_z, że opór indukowany staje się małym ułamkiem całego oporu płata. Należy więc zwrócić tym większą uwagę na opór profilowy, zależny tylko od kształtu profilów użytych do konstrukcji płata i od warunków przepływu.

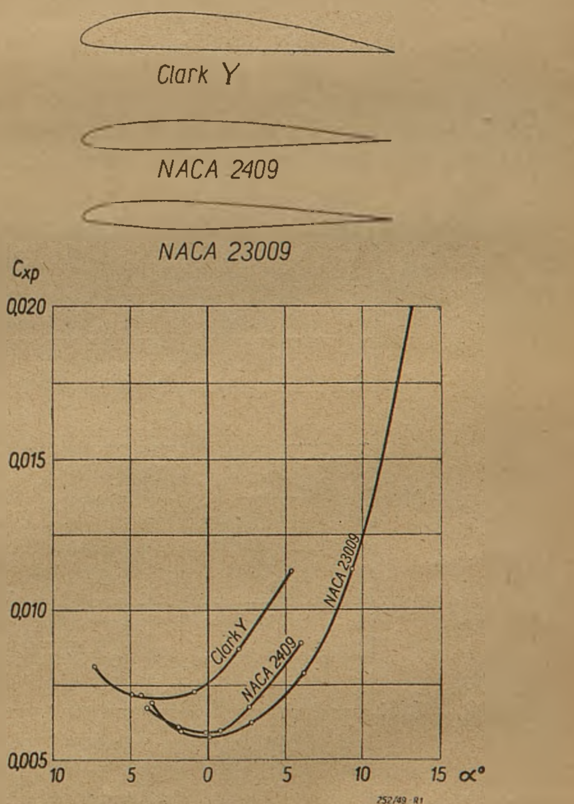
Opór profilowy[1] $c_{xp} \equiv c_{x\infty}$, równoznaczny z oporem całkowitym płata o wydłużeniu nieskończenie wielkim ($\lambda = \infty$), jest z kolei sumą dwu składników: oporu c_{xc}, pochodzącego od sił normalnych (ciśnieniowych) oraz oporu tarcia c_{xt}, pochodzącego od sił stycznych na całej powierzchni płata ($c_{xp} = c_{xc} + c_{xt}$).

Należy podkreślić, że przyczyną powstawania obu tych składników oporu profilowego jest ta sama właściwość fizyczna rzeczywistego ośrodka, mianowicie lepkość. (W ośrodku doskonałym, pozbawionym lepkości $c_{xp} \equiv c_{x\infty} = 0$). Naprężenia styczne na powierzchni płata, dające w rezultacie składnik oporu tarcia (w ścisłym znaczeniu), wywołują ponadto zmianę rozkładu ciśnień na płacie w stosunku do rozkładu przy przepływie cieczy nielepkiej i powodują powstawanie oporu ciśnieniowego. Rozkład ciśnień, właściwy dla przepływu potencjalnego ośrodka doskonałego dla $\lambda = \infty$ daje zawsze $c_{xc} = 0$. (Paradoks d'Alemberta).

Składowa c_{xc} jest więc niejako zjawiskiem wtórnym, związanym z istnieniem sił tarcia powierzchniowego, lecz w istocie swej różnym od tej składowej, którą nazywamy wprost współczynnkiem oporu tarcia: c_{xt}.

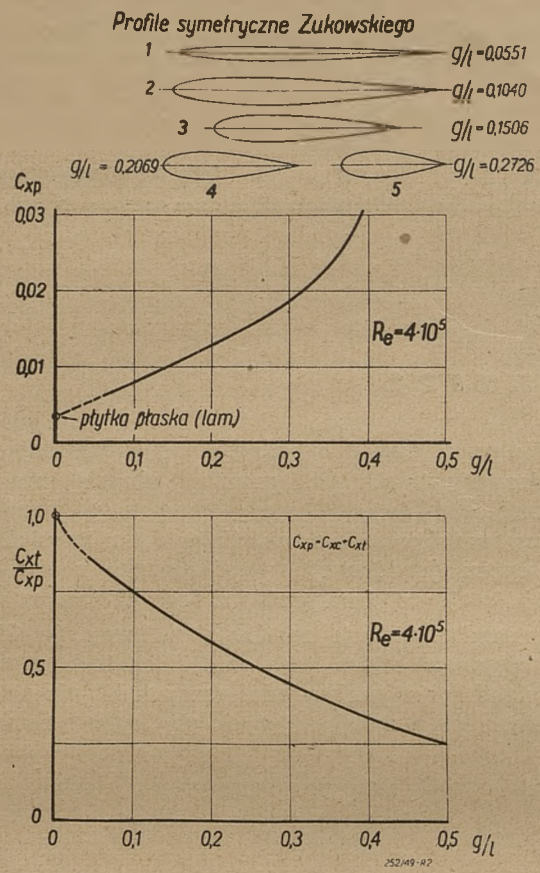
[1]) Ściślej: współczynnik oporu profilowego.

Nie popełnimy dużej nieścisłości stwierdzając, że w pierwszym, długim zresztą, okresie rozwoju mechaniki profilu lotniczego, główna uwaga zwrócona była na zredukowanie do możliwego minimum składnika oporu profilowego, wynikającego z rozkładu ciśnień (c_{xc}). Dobre profile z tego okresu rozwoju aerodynamiki cechuje możliwie zbliżony do idealnego spływ w ostrzu przy małych kątach natarcia oraz stabilizacja punktu oderwania możliwie najbliżej ostrza przy zwiększających się kątach natarcia.



Rys. 1. Wykres zmienności oporu profilowego dla trzech rozpowszechnionych dobrych profilów nielaminarnych.

Doszedłszy praktycznie do granicy w redukcji składowej oporu profilowego, wynikającego z rozkładu ciśnień (c_{xc}) wypada uprzytomnić sobie o jaką stawkę walczymy, podejmując atak na ostatnią z wymienionych pozycyj: na opór tarcia powierzchniowego.



Rys. 2. Udział oporu tarcia w oporze profilowym dla rodziny profilów symetrycznych Żukowskiego.

W literaturze brak jest usystematyzowanych, ogólniejszych materiałów, dających w szerszym zakresie liczbowe wartości stosunku c_{xt}/c_{xp}, a więc wielkości c_{xc} dla typowych profilów.

Rys. 2 daje jednak dostateczną orientację wykazując, że dla profilów cienkich, do *10%* (symetryczne profile Żukowskiego) opór tarcia c_{xt} wynosi *85 ÷ 75%* całego oporu profilowego c_{xp}, zaś dla profilów do *25%* grubości → przekracza *50%* c_{xp}.

Rozważmy przykład liczbowy dla $c_z = 0{,}1$; $\lambda = 6$; $c_{xp} = 0{,}008$ i $g = 13\%$; otrzymamy wówczas:

$$c_x = c_{xi} + c_{xp} = \frac{0{,}01}{\pi \cdot 6} + 0{,}008 = 0{,}00855,$$

a zatem:

$$c_{xt} \cong 0{,}7 \cdot c_{xp} \cong 0{,}0056;$$

czyli

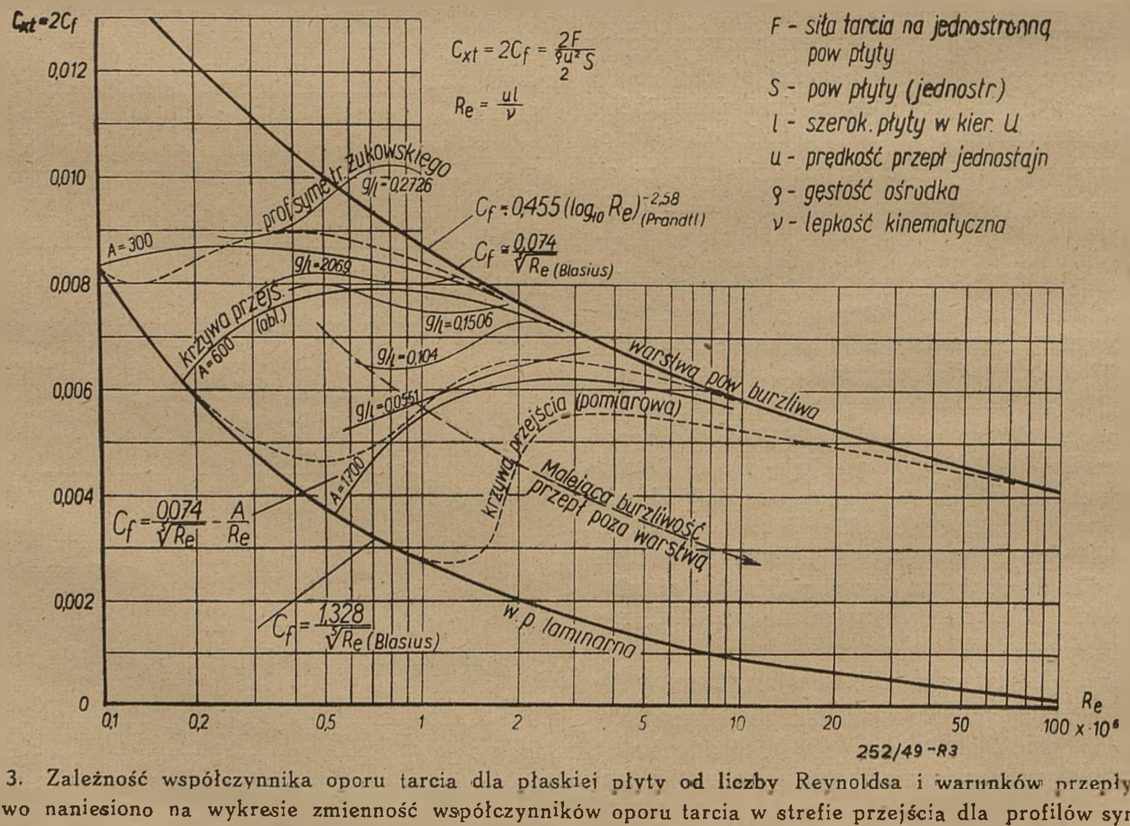
$$\frac{c_{xt}}{c_x} = \frac{0{,}0056}{0{,}00855} \cong 0{,}65.$$

Jeżeli udałoby się zmniejszyć opór tarcia do jednej czwartej, tj. uzyskać $c_{xt_1} = 0{,}0014$, to nowy współczynnik całkowitego oporu płata wyniósłby

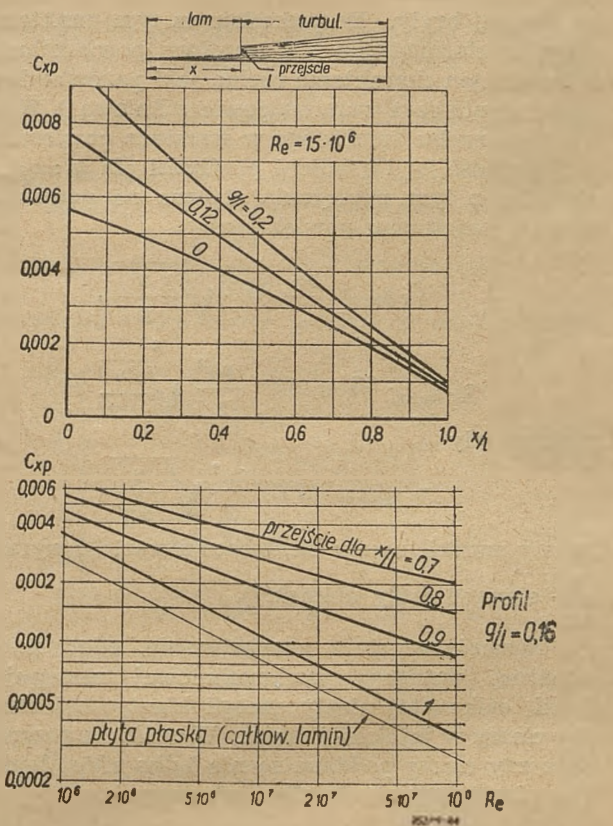
$$c_{x_1} = 0{,}00855 - 0{,}0042 \cong 0{,}0044,$$

zaś

$$\frac{c_{x_1}}{c_x} = \frac{0{,}0044}{0{,}00855} = 0{,}52.$$



Rys. 3. Zależność współczynnika oporu tarcia dla płaskiej płyty od liczby Reynoldsa i warunków przepływu. Dodatkowo naniesiono na wykresie zmienność współczynników oporu tarcia w strefie przejścia dla profilów symetrycznych Żukowskiego, podanych na rys. 2.



Rys. 4. Zmienność współczynnika oporu profilowego dla profilów o różnej stosunkowej grubości (g/l) zależnie od położenia punktu przejścia ruchu laminarnego w burzliwy w warstwie powierzchniowej względem krawędzi natarcia (x/l) przy Re = 15.10⁶.

Na dolnym wykresie zależność c_{xp} od liczby Reynoldsa przy x/l = 0,7; 0,8; 0,9; 1,0 dla profilu laminarnego g/l = 0,16. (Wg Pfenningera [1]).

Opór całkowity płata uległby zmniejszeniu o *48%*. W przeliczeniu tym przyjmujemy milcząco, że zabieg zmniejszenia oporu tarcia nie wpłynie na składnik c_{xc}.

Problem oporu tarcia powierzchniowego został najwcześniej i najbardziej wyczerpująco zbadany dla przepływu dokoła płaskiej cienkiej płyty przy zerowym kącie natarcia. Stwierdzono i zbadano zasadniczy wpływ laminarnego i burzliwego charakteru ruchu w warstwie powierzchniowej na wielkość współczynnika oporu tarcia. Wzory teoretyczne dla warstwy laminarnej i półempiryczne dla warstwy burzliwej, podające wartość współczynnika oporu tarcia w funkcji liczby Reynoldsa (*Re*), dają najzupełniej wystarczającą dla celów praktycznych zgodność z wynikami pomiarów.

Również zadowalające wyniki dają wzory dla strefy przejścia, kiedy na części profilu przy krawędzi natarcia przepływ w warstwie ma charakter laminarny, zaś na pozostałej powierzchni, aż do krawędzi spływu — burzliwy. Rys. 3 ilustruje dostatecznie charakter zmienności $c_{xt} = f(Re)$ w wymienionych przypadkach.

Naniesione na ten wykres współczynniki oporu tarcia wspomnianych uprzednio profilów symetrycznych Żukowskiego (rys. 1) o procentowej grubości 5 do 27, wskazują w strefie przejścia na podobny charakter zmienności $c_{xt} = f(Re)$ jak w przypadku płytki. Usprawiedliwia to ogólne rozważanie problemu na tym właśnie przykładzie przepływu dokoła płaskiej gładkiej płyty.

Strefa przejścia, tj. częściowo laminarnego a częściowo burzliwego ruchu w warstwie powierzchniowej, rozpoczyna się dla płaskiej płyty według podanego wykresu w granicach $Re = \frac{ul}{\nu} = 10^5 \div 5{,}3 \,.\, 10^5$. Głównym czynnikiem wpływającym w tym przypadku na przyśpieszenie lub opóźnienie narastania burzliwego obszaru w warstwie powierzchniowej jest burzliwość powietrza (poza warstwą), opływającego płytkę. Im większa jest własna burzliwość przepływu, tym wcześniej burzliwość przenika do warstwy powierzchniowej i tym wcześniej wchodzimy w strefę przejścia. Wypada zaznaczyć, że dodatkowymi czynnikami, które mogą, przy danej burzliwości przepływu, przyśpieszyć powstanie ruchu burzliwego w warstwie powierzchniowej są: mechaniczne niedokładności wykonania i szczegóły zawieszenia badanej płyty w strumieniu wiatru.

Na podstawie omówionej zmienności współczynnika oporu tarcia w funkcji liczby Reynoldsa przy uwzględnieniu zewnętrznych właściwości przepływu, można sformułować istotę problemu uzyskania małych liczbowych wartości oporu tarcia.

Dla uzyskania małego oporu tarcia należy dążyć do utrzymania w warstwie powierzchniowej ruchu laminarnego, jeśli nie na całej, to na przeważającej części opływanej powierzchni, przy wysokich wartościach liczby Reynoldsa, odpowiadających naturalnym warunkom lotu.

Interesujące nas praktycznie zagadnienie budowy profilów lotniczych o małym oporze, wymaga jak najbardziej wnikliwego zbadania samej natury warstwy powierzchniowej laminarnej z uwzględnieniem wszystkich czynników, które mogą wywołać zamianę ruchu laminarnego na burzliwy i z wykorzystaniem wszystkich środków, zapewniających zachowanie ruchu laminarnego w warstwie powierzchniowej.

Laminarna warstwa powierzchniowa formuje się przez dyfuzję nieskończenie cienkiej warstwy wirowej, powstającej na powierzchni ciała, opływanego przez ciecz lepką, z chwilą rozpoczęcia ruchu. Grubość warstwy cieczy, objętej dyfuzją powierzchni wirowej, narasta stopniowo od krawędzi natarcia w kierunku krawędzi spływu. Prędkości ruchu postępowego (wzdłuż powierzchni płytki) są w tej warstwie mniejsze niż w ośrodku otaczającym i zmieniają się od zera na powierzchni płyty do prędkości ośrodka otaczającego — na granicy warstwy.

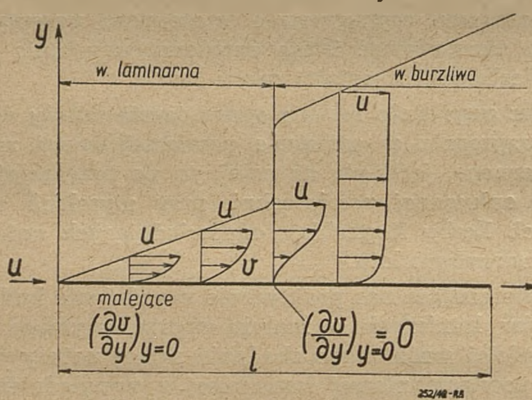
Naprężenia styczne, warunkujące istnienie oporu tarcia powierzchniowego, wyrażają się znanym wzorem Newtona: $\tau = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_{y=0}$, gdzie μ — bezwzględny współczynnik lepkości, zaś $\partial v / \partial y$ — tzw. gradient prędkości w kierunku normalnym do v. Gru-

bość warstwy powierzchniowej δ określa zasadniczo warunek $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=\delta} = 0$. Jako grubość warstwy przyjmuje się praktycznie wartość y, dla której prędkość v różni się tylko niewiele od prędkości zewnętrznego strumienia u (np. $v = 0{,}94\ u$). Stąd wzory na grubość warstwy powierzchniowej laminarnej w funkcji odległości x od krawędzi natarcia płytki mogą mieć różną postać:

$$\delta_{x\ lam} = 5{,}48 \sqrt{\frac{\nu x}{u}} = 5{,}48 \sqrt{\frac{x l}{Re}} \quad (Karman),$$

$$\delta_{x\ lam\ 0{,}94} = 3{,}65 \sqrt{\frac{\nu x}{u}} = 3{,}65 \sqrt{\frac{x l}{Re}} \quad (Mises).$$

W miarę „narastania“ warstwy powierzchniowej, tj. w miarę oddalenia od krawędzi natarcia, rozkład prędkości w warstwie (zwany często profilem prędkośc) ulega zmianie, na skutek zjawiska postępującej dyfuzji. Gradient prędkości w części warstwy przylegającej bezpośrednio do opływanej powierzchni, tj. $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=0}$ ulega stopniowemu zmniejszeniu i profil prędkości przy ściance przybiera ostatecznie postać, wskazaną na rysunku 5: $(\partial v/\partial y)_{y=0} = 0$.



Rys. 5. Rozkład prędkości w warstwie powierzchniowej laminarnej i burzliwej. Skala w kierunku osi y znacznie powiększona.

Proces powyższy postępuje prędzej lub wolniej tj. odległość x_{kryt} odowiadająca $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ jest większa lub mniejsza, zależnie od układu czynnych sił ciśnieniowych i sił lepkości. Miejsce zerowego gradientu v, to ważny punkt, poprzedzający oderwanie laminarnej warstwy powierzchniowej od powierzchni opływanej bryły. Bezpośrednio za tym punktem następuje uformowanie się warstwy powierzchniowej o burzliwym charakterze ruchu, jaki panował dotychczas jedynie poza warstwą powierzchniową [1]). W przypadkach ruchu burzliwego w warstwie powierzchniowej grubość jej i gradient prędkości dla $y = 0$, a w związku z tym naprężenia styczne na powierzchni, ulegają znacznemu powiększeniu:

$$\delta_{x\ burzl} \cong 0{,}377 \sqrt[5]{\frac{\nu x^4}{u}},$$

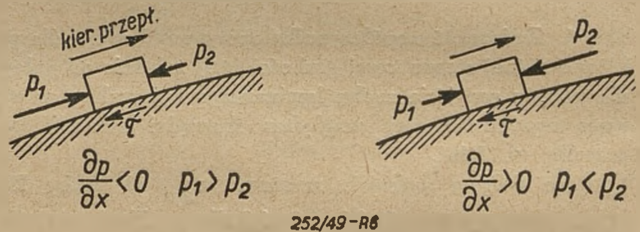
$$\tau_{x\ burzl} \cong 0{,}0587 \frac{\rho u^2}{2} \sqrt[5]{\frac{\nu}{ux}}$$

podczas gdy

$$\tau_{x\ lam} = 0{,}730 \frac{\rho u^2}{2} \sqrt{\frac{\nu}{ux}}.$$

Należy zwrócić uwagę, że liczbowa wartość wyrażenia $\frac{\nu}{ux}$ stanowi mały ułamek [2]).

Rozważając rzecz energetycznie, oderwanie laminarnej warstwy powierzchniowej następuje w chwili całkowitej utraty energii kinetycznej elementów cieczy w jej dolnej części. W ogólnym przypadku elementy cieczy poddane są nie tylko siłom lepkości, lecz również działaniu sił ciśnieniowych.



Rys. 6. Schematyczne przedstawienie przepływu w warstwie powierzchniowej przy ciśnieniu malejącym lub rosnącym w kierunku przepływu.

Zależnie od tego czy istnieje gradient ciśnienia wzdłuż opływanej powierzchni $\left(\frac{\partial p}{\partial x} \neq 0\right)$ i jakiego jest on znaku, siły ciśnieniowe działają na elementy cieczy zgodnie z siłami tarcia $\left(\frac{\partial p}{\partial x} > 0\right)$, lub przeciwnie $\left(\frac{\partial p}{\partial x} < 0\right)$ (rys. 6). Wyciągamy stąd ważny wniosek: przy $\frac{\partial p}{\partial x} < 0$ elementy cieczy, poruszające się wzdłuż powierzchni opływanej bryły, zużywają mniej energii

---

[1]) Przy dużej turbulencji przepływu poza warstwą, oddzielenie warstwy laminarnej może nastąpić przed miejscem zerowego gradientu prędkości przy ściance (v. de m. in. [1]).

[2]) Sprowadzając wzory na grubość warstwy powierzchniowej laminarnej i burzliwej do podobnej postaci otrzymujemy

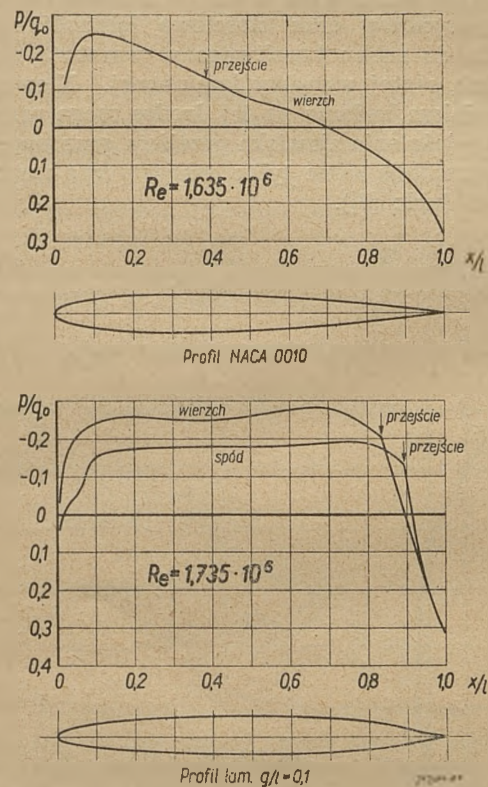
$$\delta_{x\ lam} = \frac{3{,}65\, x}{\sqrt{Re_x}}; \quad \delta_{x\ burzl} = \frac{0{,}377\ x}{\sqrt[5]{Re_x}},$$

gdzie Re_x — liczba Reynoldsa odpowiadająca współrzędnej x. Tak np. dla $x = 1\ m$, $u = 150\ m/sek$, $\nu = 0{,}15 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{sek}$ otrzymujemy $Re_x = 10^7$.
Dla warstwy laminarnej grubość jej wyniesie $\delta_{x\ lam} = 1{,}2$ mm, dla warstwy burzliwej natomiast $\delta_{x\ burzl} = 15{,}0\ mm$. Stosunek naprężeń stycznych w danym przykładzie wyniesie:

$$\tau_{x\ burzl} / \tau_{x\ lam} \cong 0{,}0805\ Re_x^{0{,}3} = 0{,}0805\ (10^7)^{0{,}3} \cong 10$$

kinetycznej na pokonanie oporów tarcia przeciwstawiających się ruchowi i całkowita utrata tej energii, a więc punkt, w którym $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=0}$ staje się zerem, znajduje się dalej, to znaczy bliżej krawędzi spływu.

Z ogólnego rozważania przepływu wzdłuż powierzchni, na której $\frac{\partial p}{\partial x} \div 0$ wynika więc, że *dla zmniejszenia oporu tarcia należy tak dobrać kształt*



Rys. 7. Rozkład ciśnień na symetrycznym profilu NACA 0010 i profilu laminarnym o tej samej stosunkowej grubości — g/l = 0,1 (q_0 — ciśnienie prędkości przepływu niezakłóconego).

profilu, aby gradient ciśnienia w kierunku ruchu zachował wartość ujemną lub bliską zera na znacznej części tej powierzchni [1]). Będzie to sprzyjało zachowaniu ruchu laminarnego w warstwie powierzchniowej na całej prawie rozpatrywanej powierzchni, a w związku z tym będą występować opory tarcia znacznie mniejsze, niż w przypadku warstwy powierzchniowej burzliwej.

Czynniki zewnętrzne, jak wysoka turbulencja przepływu poza warstwą, nierówności i lokalne krzywizny opływanej powierzchni oraz nieszczelność powierzchni skrzydła, mogą w warstwie powierzchniowej przyśpieszyć (przy danej liczbie Reynoldsa) przejście do ruchu burzliwego nawet w przypadku korzystnego gradientu ciśnienia [2]). Pierwszy czynnik (burzliwość przepływu poza warstwą), odgrywający szczególnie wielką rolę i sprawiający wiele trudności przy badaniach tunelowych, w warunkach naturalnych lotu nie wywiera decydującego wpływu na przyśpieszenie przejścia do ruchu burzliwego w warstwie. Jeżeli nawet pomiary burzliwości przepływu powietrza atmosferycznego dokoła płatowca wykazują niekiedy większą liczbową wartość turbulencji (jest ona rzędu *1/5 ÷ 1/10* tej, jaką osiągamy w dobrych normalnych tunelach), to z powodu mniejszej, niż w warunkach doświadczalnych, częstotliwości zmian — nie wykazuje ona dużego wpływu na charakter ruchu w warstwie powierzchniowej.

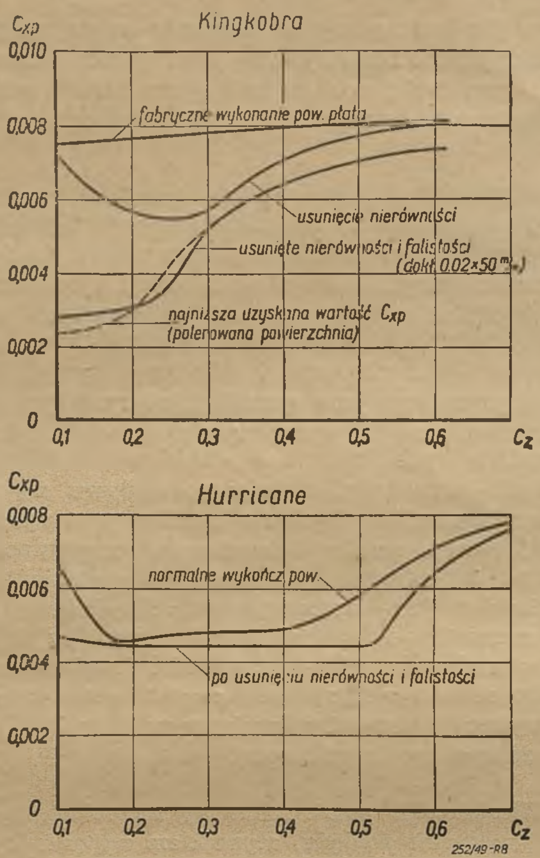
Nierówności powierzchni są natomiast, według ustalonego dziś poglądu, czynnikiem najtrudniejszym do opanowania w naturalnych warunkach lotu. Wymagane wygładzenie i wyrównanie powierzchni wyklucza nierówności, przekraczające 0,02 mm na cięciwie 50 mm. Taki stopień wygładzenia powierzchni jest osiągalny drogą wielokrotnego pokrycia lakierem i szlifowania. Największą przeszkodę w czasie lotu stanowią jednak *owady*, których szczątki osadzające się na płacie w pobliżu krawędzi natarcia stwarzają nierówności powierzchni, przekraczające dopuszczalną granicę i, praktycznie, uniemożliwiają uzyskanie przepływu laminarnego w warstwie powierzchniowej w stopniu pożądanym. Stosowane dziś środki zapobiegawcze (ochronne pasy papieru, osłaniające przednią część płata i usuwane na wysokości wolnej od owadów, tj. ok. *1500 m*) pozwalają wprawdzie na wykonywanie lotów doświadczalnych, nie mogą być jednak w najmniejszym stopniu uznane za techniczne rozwiązanie problemu.

---

[1]) Budowę profilów o pożądanym rozkładzie ciśnień (założonym a priori) metodą odwzorowania podobnego opracował *Theodorsen* [8]. Dokładniejszy rachunek podają *Theodorsen* i *Garrick* [9]. Rozwinięcie tematu i własne uwagi w tej sprawie daje *Goldstein* [2]. Tamże podano wykaz innych przyczynków z dziedziny ukształtowania i właściwości profilów laminarnych.

[2]) W różnych warunkach przepływu punkt przejścia przesunie się ponadto ze wzrostem liczby Reynoldsa do przodu, vide [1].

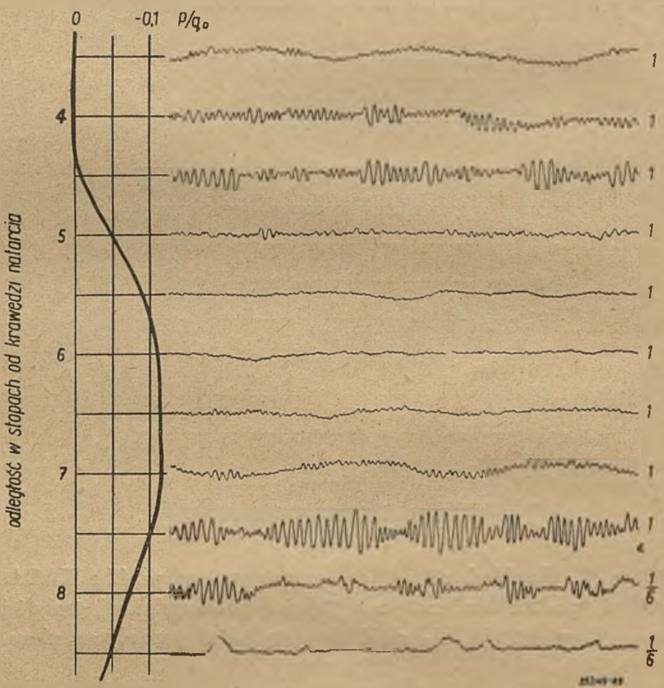
[3]) W „Technique et Science Aéronautiques" *Servanty*, *Buret* i inni [10] podają, głównie na podstawie danych doświadczalnych, nieco inne liczbowe dane, dotyczące zniekształceń powierzchni powodujących zmianę charakteru przepływu w warstwie oraz wzrost oporów tarcia. Według tego źródła ***zniekształcenia 4/1000 nie wpływają*** jeszcze na przepływ *w sposób wyraźnie ujemny*. Inne kryterium — stosunek bezwzględnej wysokości zgarbienia powierzchni do lokalnej grubości warstwy powierzchniowej $h/\delta = 16/1000$ *(1/63 grubości warstwy)* — nie odgrywa roli. W orientacyjnym przeliczeniu na miary bezwzględne, z uwagi na zwiększającą się grubość warstwy powierzchniowej od krawędzi natarcia w głąb opływanej powierzchni, dopuszczalne byłyby nierówności rzędu *0,3 mm na 1 mb*, licząc od krawędzi natarcia. *Najniekorzystniejszym typem zgarbień* są, według tego samego źródła zniekształcenia *8/1000*. Lokalne półkoliste występy (nity) mogą sięgać 1/14 grubości warstwy bez zakłócenia przepływu. Tamże zamieszczone są dane dotyczące lokalnych zmian promienia krzywizny powierzchni płata (w stosunku do kształtu idealnego), wywołane wewnętrzną konstrukcją lub uzbrojeniem płata. Najgroźniejsze są wszelkie, nawet izolowane, zniekształcenia powierzchni na 1/10 cięciwy płata, licząc od krawędzi natarcia (por. tekst powyżej).



Rys. 8. $c_{xp} = f(c_z)$ dla samolotów Hurricane i Kingkobra przy różnym wykończeniu powierzchni płatów nośnych.

Nie stwierdzono ujemnego wpływu mgły lub deszczu na charakter ruchu w warstwie, a więc na wielkość oporu. Polerowanie powierzchni (poza należytym jej wygładzeniem) ma, na podstawie dotychczasowych obserwacji, tylko znikomy wpływ na wielkość oporu. Wypolerowanie woskiem, lub substancją podobną, może być zalecone z uwagi na łatwość zmywania skrzydła wodą.

Analizę zjawiska przedwczesnego przejścia do ruchu burzliwego w warstwie powierzchniowej znajdujemy w opublikowanych w r. ub. pracach Bureau of Standards z okresu wojny [3], nawiązujących do dawniejszych prac *Tollmiena* i *Schlichtinga*, dotyczących stateczności warstwy laminarnej. Zagadnienie sprowadza się do zbadania charakteru oscylacyjnych ruchów o składowej normalnej, powstających w warstwie laminarnej czy to na skutek zewnętrznego oddziaływania burzliwego przepływu czy też na skutek zakłóceń, wywołanych nierównościami powierzchni. Stwierdzono, że ujemny gradient ciśnienia wzdłuż opływanej powierzchni jest czynnikiem decydującym w tłumieniu tych oscylacji. *Tollmien* i *Schlichting* [4] [5] [6] wykazali w swych pracach teoretycznych, że drgania własne warstwy laminarnej (oscylacje prędkości ze składową prostopadłą do opływanej powierzchni) ulegają tłumieniu lub wzmocnieniu, zależnie od długości fali. Mianowicie dla pewnej strefy długości fal następuje samoczynne wzmacnianie drgań (a więc niestateczność przepływu laminarnego w warstwie powierzchniowej); w podobnych warunkach przepływu drgania (oscylacje) o dłuższych i krótszych falach wykazywały tendencje do samoczynnego tłumienia. Przepływ laminarny w warstwie miał więc cechy stateczności. Pogląd ten, aż do czasu przeprowadzenia systematycznych badań w Bureau of Standards [3], nie był podzielany ani przez teoretyków, ani przez techników. Przeważało ogólnie zapatrywanie, że przy każdym zakłóceniu zewnętrznym musi nastąpić przejście do ruchu burzliwego w warstwie, jeśli tylko liczba Reynoldsa osiągnie (dla danego przepływu) dostatecznie wysoką wartość. Brak jest narazie wyczerpujących danych, które wskazywałyby na pełną przyczynową oraz ilościową łączność zjawiska przejścia do ruchu burzliwego w warstwie z niestatecznością samej warstwy laminarnej. Niewątpliwie jednak dalsze badania na tej drodze mogą przyczynić się do wyjaśnienia zjawiska przejścia gruntowniej, niż na to pozwalają same tylko energetyczne rozważania zaburzeń (vide [7]).



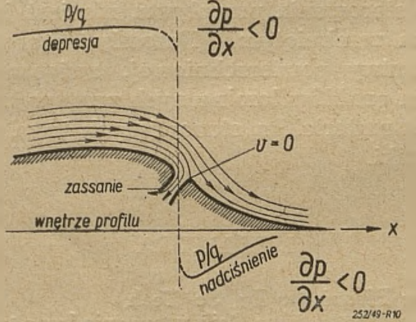
Rys. 9. Oscylacje prędkości w warstwie laminarnej w kierunku prostopadłym do powierzchni opływanej.

Dwa ostatnie wykresy w zakresie dodatniego gradientu ciśnienia podane są w skali sześciokrotnie zmniejszonej w stosunku do poprzednich.

Powracając do ukształtowania profilów, zwanych popularnie laminarnymi, zwrócić należy uwagę na ważną okoliczność regeneracji ciśnienia w pobliżu ostrza. W dotychczasowych normalnych profilach o małym oporze, gdzie maksymalna depresja występowała na grzbiecie profilu na *1/4* do *1/2* cięciwy, licząc od krawędzi natarcia (lub jeszcze bliżej), wzrost ciśnienia odbywał się stopniowo, na długiej drodze i w przypadku dobrze ukształtowanych profilów, nawet przy większych kątach natarcia nie występowało oderwanie warstwy powierzchniowej (w tym zakresie już burzliwej), zwiększające wydatnie opór.

W typowych dzisiejszych profilach laminarnych, gdzie pożądany gradient ciśnienia wymaga przesunięcia, wysokiej stosunkowo, depresji daleko do tyłu (*50 — 80%* cięciwy, licząc od krawędzi natarcia) droga, na której musi odbyć się wzrost ciśnienia jest krótka i ukształtowanie profilu w okolicy ostrza sprzyja oderwaniu warstwy powierzchniowej (już burzliwej), co powoduje z kolei utrzymanie się w tej okolicy obszaru niskiego ciśnienia. Daje to przy wspomnianym kształcie profilu znaczne zwiększenie oporu ciśnieniowego. *W ogólnym bilansie może się okazać, że przyrost oporu ciśnieniowego przewyższy w tym przypadku oszczędności, osiągnięte drogą zmniejszenia oporu tarcia.*

W tym stanie rzeczy możliwe są dwie drogi. Pierwsza, to uzyskanie na profilu, zbliżonym do kształtów ortodoksyjnych, możliwie dużego obszaru przepływu laminarnego (do ok. *55%* cięciwy) i zapewnienie stopniowego wzrostu ciśnienia oraz spływu w pobliżu ostrza bez przedwczesnego oderwania burzliwej warstwy powierzchniowej. Druga zaś, to wykorzystanie w najszerszych granicach laminarnego przepływu w

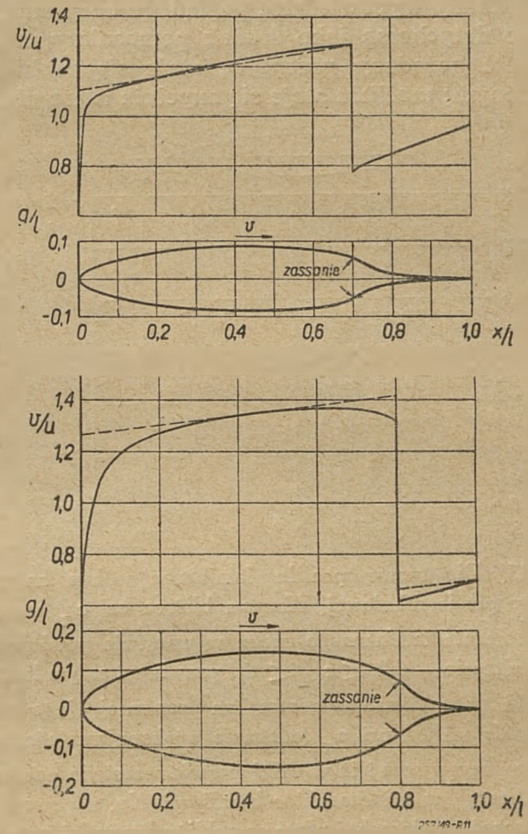


Rys. 10 Schemat uformowania punktu prędkości zerowej, a więc wysokiego nadciśnienia, przez zassanie warstwy powierzchniowej w pobliżu krawędzi spływu. Od tego punktu, aż do ostrza obserwujemy spadek ciśnienia, a więc przepływ przy korzystnym, ujemnym, gradiencie ciśnienia.

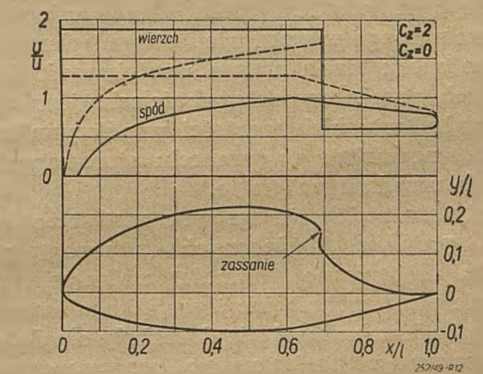
warstwie przy równoczesnym zapewnieniu regeneracji ciśnienia w okolicy ostrza i spływu przy korzystnym gradiencie ciśnienia przez odessanie warstwy powierzchniowej w miejscu, gdzie istnieje tendencja oderwania. (rys. 10).

Na skutek takiego zassania możliwe jest powstanie na końcowej części profilu nowego punktu, względnie punktów zerowych (podziału strug), zapewniających dostatecznie wysokie ciśnienie na tylnej części profilu i zapobiegających równocześnie oderwaniu. Oczywiście, w ostatecznym podsumowaniu zysków i strat, musi w tym przypadku zostać uwzględniony wydatek energii na odsysanie.

Ponieważ koncepcja odsysania warstwy powierzchniowej i to zarówno dla zapobieżenia oderwaniu warstwy burzliwej jak i dla przedłużenia laminarnego ruchu w warstwie, jest oddzielnym szerokim problemem, ograniczamy się tutaj jedynie do wskazania roli, jaką odgrywa odsysanie przy ostrzu w przypadku profilów laminarnych.



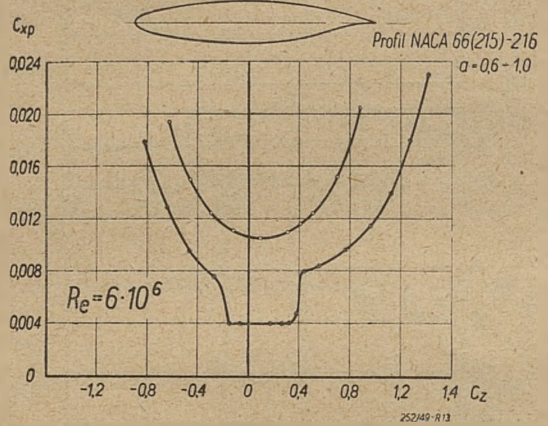
Rys. 11. Profile laminarne z zassaniem warstwy powierzchniowej. Linie kreskowane wykresu prędkości na profilach stanowią uproszczone założenie wyjściowe do ukształtowania profilu metodą odwzorowania podobnego [2]. Zachowany wzdłuż całego prawie profilu, od krawędzi natarcia do krawędzi spływu, wzrost prędkości jest jednoznaczny z ujemnym gradientem ciśnienia na tej drodze.



Rys. 12. Przykład ukształtowania profilu laminarnego nowego typu. Przez intensywne zassanie możliwe jest uzyskanie przepływu bez oderwania, a równocześnie, dzięki dużej stosunkowej grubości, uzyskanie wysokich wartości $c_{z\,max}$.

Zagadnieniom odsysania warstwy powierzchniowej nie tylko pojedyńczego, lecz również i wielokrotnego i ciągłego (porowata powierzchnia płatów) poświęca się wiele uwagi. Klasyczna praca *Pfenningera* [1], jak również studia czołowych aerodynamików (*Goldstein* i inni) dają w tej dziedzinie dużo materiału.

Możnaby wypowiedzieć pogląd, że odsysanie, stosowane dotychczas jako środek pomocniczy, mający zapewnić pożądany przepływ, staje się problemem samoistnym; *możliwe staje się zupełnie nowe ukształtowanie profilów, których właściwości aerodynamiczne oparte są niejako na podwójnym obiegu: zewnętrznego przepływu i wewnętrznego oddziaływania na ten przepływ drogą zasysań, lub podmuchów* [1]).



Rys. 13. Biegunowe profilu laminarnego bez zasysania warstwy powierzchniowej. Krzywa bliższa osi c_z wskazuje na zachowanie laminarnego ruchu w warstwie powierzchniowej w zakresie — *0,2* $< c_z <$ *0,4* prawie na całym konturze profilu i poza tym zakresem na znacznej jego części. Krzywa dalsza od osi c_z (znacznie większe wartości c_{xp}) pozwala przypuszczać iż w całej prawie warstwie powierzchniowej przepływ ma charakter burzliwy. (Np. z powodu zanieczyszczeń powierzchni płata w pobliżu krawędzi natarcia).

Interesujące rozwiązania i koncepcje takich profilów daje *Goldstein* w cytowanym już poprzednio artykule [2].

Cechą tych profilów, poza utrzymaniem przepływu laminarnego w warstwie i osiągnięciem tą drogą małego oporu tarcia przy niespotykanych dotychczas dużych procentowych grubościach, jest uzyskiwanie bardzo wysokich wartości współczynnika siły nośnej bez normalnie w tym celu stosowanych dodatkowych urządzeń na płacie.

Należy stwierdzić, że zarówno *zastosowanie klasycznych profilów laminarnych* (z uwagi przede wszystkim na opisane trudności uniknięcia zanieczyszczenia powierzchni) *jak i profilów z zasysaniem warstwy powierzchniowej nie doczekały się do chwili obecnej szerszego praktycznego rozpowszechnienia*. Same koncepcje aerodynamiczne nie stanowią jeszcze użytkowego samolotu. Niemniej jednak koncepcje te stanowić będą niewątpliwie w wielu przypadkach czynnik rewolucyjny w odniesieniu do tradycyjnych form konstrukcyjnych.

Omówione zagadnienie tzw. profilów laminarnych należałoby uzupełnić paroma luźnymi uwagami.

Profile laminarne o niezbyt dużej procentowej grubości, nie posiadające wysokich maksimów depresji, a więc wysokich prędkości wzbudzonych, są profilami korzystnymi w zakresie dużych prędkości poddźwiękowych. Ich krytyczna liczba Macha osiąga wyższe wartości niż dla profilów zwykłych. Zmienność c_m posiada korzystniejszy charakter z punktu widzenia stateczności. Zagadnienie utrzymania laminarnej warstwy powierzchniowej będzie ważne również przy prędkościach naddźwiękowych.

Grube profile z zassaniem, posiadające mały opór i wysokie wartości współczynnika siły nośnej, będą odznaczać się niekorzystną (niską) krytyczną liczbą Macha. Prawdopodobnie dla ciężkich maszyn transportowych, gdzie użycie takich profilów mogłoby mieć szczególne znaczenie, osiągane prędkości nie będą mogły przekroczyć 700 km/godz, nawet przy układzie skrzydeł w strzałę [2].

Profil laminarny w czystej formie i z dodatkowymi urządzeniami „mechanizacji płata" tj. wewnętrznego sterowania przepływu, nie jest jeszcze zagadnieniem zamkniętym. Natomiast szeroki rozwój badań warstwy powierzchniowej, związanych z zagadnieniem profilów laminarnych przysporzył już dużo cennych materiałów, stanowiących trwały dorobek aerodynamiki.

1) W artykule pt. „The Jet Airplane Utilising Boundary Layer Air for Propulsion". *A. M. O. Smith* i *Howard E. Roberts* (Journ. of Aer. Sc. 2, 1947), nawiązując do ogólnych prac badawczych nad odsysaniem (ciągłym) warstwy powierzchniowej dla ustabilizowania laminarnego przepływu w warstwie, rozważają zagadnienie odsysania warstwy z podwójnego punktu widzenia: uzyskania dobrych termodynamicznych warunków pracy silnika i równoczesnego zmniejszenia oporów szkodliwych płatowca. Zarysowuje się więc obraz samolotu jako organicznej całości płatowca i silnika.

LITERATURA

[1] Werner Pfenninger Dr. Sc. Tech. Untersuchungen über Reibungsverminderungen an Tragflügeln, insbensondere mit Hilfe von Grenzschichtabsaugung Leeman & Co, Zurich — 1946. (Zawiera bogaty wykaz literatury, dotyczącej zagadnienia).

[2] Sydney Goldstein. Low- Drag and Suction Airfoils; Journal of the Aeronautical Sciences, April, 1948 (vol. 15 Nr. 4).

[3] G. B. Schubauer and H. K. Skramsted. Laminar Boundary-Layer Oscillations and Stability of Laminar Flow. Journal of the Aeronautical Sciences. February, 1947 (vol. 15 Nr. 2).

[4] W. Tollmien — The Production of Turbulence. NACA. T. M. 609. 1931.

[5] H. Schlichting — Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung. Nach. Gesell. d. Wiss. z. Gött M. P. K. pp. 181—208. 1933.

[6] H. Schlichting — Amplitudenverteilung und Energiebilanz der kleinen Störungen bei der Plattenströmung, Nachr. Gesell. d. Wiss. zu Gött. M. P. K., Vol. 1 pp. 47—78. 1935.

[7]. S. Goldstein — Modern Developments in Fluid Dynamics (V. 1—73). Oxford, Clarendon Press. 1943 repr.

[8] T. Theodorsen — Theory of Wing Sections of Arbitrary Shape, NACA Nr 411, 1931.

[9] T. Theodorsen, I. E. Garrick, General Potential Theory of Arbitrary Wing Sections, NACA Rep. Nr 452, 1933.

[10] Technique et Science Aéronautiques V. 1. 1948. Qualités des revetements aux points de vues aérodynamique et constructif. M. L. Servanty, M. Buret i inni.

Inż. JERZY PINDERA
Główny Instytut Lotnictwa

Zarys elastooptycznej metody analizy naprężeń

WSTĘP.

Artykuł niniejszy ma na celu zapoznać czytelników z jedną z metod doświadczalnych analizy naprężeń, bardzo popularną we wszystkich przodujących technicznie krajach, — metodą elastooptyczną. Pozwala ona na stosunkowo szybkie, dokładne i tanie określenie rodzaju i wartości naprężeń w badanych elementach konstrukcyjnych. Metoda opiera się z jednej strony na prawach modelowych, pozwalających przenosić wyniki otrzymane przy badaniach geometrycznie podobnych modeli na „oryginały", z drugiej zaś strony na zjawiskach i zależnościach optycznych, o których będzie później mowa. W artykule tym stronę wytrzymałościową potraktowano dość pobieżnie, ograniczając się do przypomnienia podstawowych, znanych każdemu technikowi i inżynierowi zależności, natomiast stronę optyczną, niezbędną do zrozumienia niezbędnych zależności, potraktowano obszerniej.

SZKIC HISTORYCZNY.

Już *Bartholinus, Newton* i *Huyghens* znali zjawisko załamania podwójnego w kryształach (tzw. dwójłomności) polegające na tym, że promień świetlny padający na kryształ np. szpatu islandskiego rozszczepia się na dwa promienie, różnie załamane — promień zwyczajny i promień nadzwyczajny. Huyghens zaobserwował też zmiany natężenia promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego podczas przechodzenia światła przez dwa kryształy szpatu islandskiego, odkrywając w ten sposób zjawisko polaryzacji. — Odkrył on, że promień zwyczajny oraz promień nadzwyczajny są spolaryzowane. W roku *1808 Malus* odkrywa zjawisko polaryzacji światła przez odbicie i formułuje zależności dla światła spolaryzowanego. Ustalenie praw rządzących polaryzacją światła dało podstawę do odkrycia przez *Seebecka* w roku *1813* zjawiska tzw. *wymuszonego załamania podwójnego* (wymuszonej dwójłomności) w szkle poddanym działaniu obciążeń.

Zjawisko to zostało zbadane przez *Brewstera* którego hipoteza z r. *1816* pozostaje po dziś dzień aktualna: izotropowe, a wiec pojedyńczo załamujące przeźroczyste ciała pod wpływem obciążeń wywołujących wydłużenia i naprężenia stają się anizotropowe i zachowują się jak zbiór kryształów o osiach optycznych zorientowanych w określonych kierunkach. W dwuwymiarowym stanie napięcia kierunki osi optycznych tych „pseudo-kryształów" są stałe w kierunku grubości płyty, zarazem zaś wpadają w każdym punkcie w kierunki naprężeń głównych. Opierając się na zjawisku, że promień świetlny w kryształach może drgać tylko w kierunkach osi optycznych, *Brewster* wyciąga wniosek o możliwości określenia — na podstawie powyższych zjawisk — kierunków naprężeń głównych w obserwowanym ciele.

W połowie ubiegłego stulecia *Neumann, Wertheim* i *Maxwell* formułują podstawowe zależności elastooptyki. *Maxwell* poza tym pierwszy zastosował w układzie optycznym tzw. płytki ćwierćfalowe.

W końcu XIX stulecia *Mesnager* przewiduje duże możliwości techniczne metody elastooptycznej, przez określanie ilościowe nieznanych stanów napięcia.

Aż do końca XIX stulecia modele elastooptyczne wykonywano wyłącznie ze szkła i żelatyny, a więc bądź z materiału trudno obrabialnego o niskich wartościach współczynnika elastooptycznego, bądź z materiału nietrwałego. Z tego względu metodą elastooptyczną posługiwali się podówczas prawie wyłącznie fizycy.

Dopiero prace *Hönigsberga* (1906 r.), który zastosował celuloid, a więc materiał o wyższej wartości tzw. stałej elastooptycznej, stanowią punkt zwrotny w rozwoju metody.

Badacze współcześni, jak *Coker, Filon, Favre, Fabry, L. Föppl, Neuber, Mesmer, Baud, Fracht* i inni rozwinęli metodę elastooptyczną, dając inżynierom i technikom możliwość określania z dużą dokładnością rzeczywistego rozkładu naprężeń w badanych elementach konstrukcyjnych.

O rozwoju i znaczeniu metody świadczy wielka ilość opublikowanych prac. *Mesmer* (r. 1939) podaje wykaz około 300 prac we wszystkich prawie bardziej znanych językach. W Polsce metodą elastooptyczną zajmował się *dr. inż. Z. Gubrynowicz.*

ZALETY I MOŻLIWOŚCI METODY.

Zawsze gdy jest mowa o jakiejś metodzie, pozwalającej rozwiązać takie czy inne zagadnienie, nasuwa się pytanie: co nam ta metoda daje? Analogiczne pytanie należy i tu postawić. Ażeby na nie odpowiedzieć należy sobie przypomnieć co nam dają znane i powszechnie stosowane metody obliczeń naprężeń.

Wiemy, że elementarne metody obliczeń wytrzymałościowych w wielu przypadkach zawodzą. Dotyczy to zwłaszcza przypadku *koncentracji naprężeń,* spowodowanych bądź lokalną zmianą kształtu danego elementu konstrukcji (np. przy raptownej zmianie średnicy wału), bądź przyłożeniem siły w sposób nieodpowiadający założeniom tak zwanej wytrzymałości materiałów (stereomechaniki). Spowodowany tymi przyczynami wzrost wartości naprężeń (koncentracja naprężeń) jest często kilkakrotnie wyższy od naprężeń obliczonych rachunkiem elementarnym. Uwzględnienie koncentracji naprężeń w sposób dla każdego inżyniera zrozumiały, przez podanie tzw. współczyn-

nika kształtu, nie wyczerpuje wszystkich możliwości, z jakimi styka się konstruktor i z tego powodu nie zawsze może być stosowane.

Obliczenia zaś rozkładu naprężeń, wynikające ze ścisłego rozwiązania równań teorii sprężystości są na ogół zbyt skomplikowane dla celów praktycznych, a wyniki otrzymane nie zawsze nadają się do bezpośredniego zastosowania.

Istnieje wprawdzie wiele doświadczalnych metod analizy naprężeń, jak np. metody oparte na pomiarach wydłużeń za pomocą tensometrów mechanicznych, elektrycznych (oporowych, magnetycznych itp.), metoda kruchych pokryć (laków) i inne. Wszystkie one bądź to nie pozwalają na określenie wartości naprężeń w dowolnym punkcie badanego przedmiotu bez względu na jego kształt, bądź są bardzo niedokładne. W przeciwieństwie do poprzednich metoda elastooptyczna pozwala na określenie rzeczywistego rozkładu oraz wartości naprężeń w dowolnym punkcie badanego elementu, czy też badanej konstrukcji. W szczególności określenie wartości naprężeń na krawędziach, co najczęściej interesuje konstruktora, jest bardzo łatwe, szybkie i tanie, a jednocześnie dokładne. Uzyskanie wyniku obarczonego błędem nie większym od ± 5% nie przedstawia specjalnej trudności. Metoda ta pozwala konstruktorowi łatwo i szybko dobrać najodpowiedniejszy kształt konstruowanego elementu, dozwalający na jaknajwiększe obniżenie koncentracji naprężeń, a więc w konsekwencji na bardziej ekonomiczne wykorzystanie materiału.

Metodą elastooptyczną dają się łatwo rozwiązać takie zagadnienia, jak wpływ nieciągłości (otwory, wycięcia, zmiany przekroju), naprężenia w połączeniach (sworzniowych, nitowanych, spawanych) oraz zagadnienia specjalne.

Ponieważ ponadto metoda elastooptyczna jest prosta i względnie tania, staje się ona coraz bardziej niezastąpionym narzędziem w ręku konstruktora. Powyższe jest w całej rozciągłości słuszne w dwuwymiarowym stanie napięcia przy statycznym obciążeniu danego ciała. W tych przypadkach aparatura pomiarowa jest stosunkowo prosta i tania.

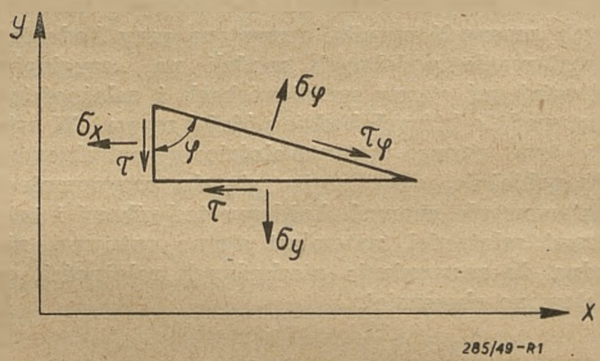
Zagadnienia płaskiego stanu napięcia przy obciążeniach dynamicznych wymagają stosowania dodatkowych przyrządów, podnoszących koszt kompletnego urządzenia.

Zagadnienia trójwymiarowe dają się też rozwiązać, wymagają jednak specjalnych metod pracy, przedłużających czas badania. W wielu wypadkach i te zagadnienia dają się stosunkowo prosto rozwiązywać, zwłaszcza jeśli chodzi tylko o określenie wartości naprężeń na powierzchni elementu.

Powyższe uwagi odnoszą się do stanów napięcia w granicach sprężystości. Badanie metodą elastooptyczną zagadnień plastycznych, interesujących ostatnio coraz więcej konstruktorów, nie wyszły jeszcze zasadniczo poza stadium doświadczalne; prace w tym kierunku są — sądząc z literatury — intensywnie prowadzone.

PODSTAWOWE ZALEŻNOŚCI W DWUWYMIAROWYM STANIE NAPIĘCIA.

W przykładach przytoczonych, jako zastosowanie metody elastooptycznej, mamy do czynienia z najogólniejszym przypadkiem dwuwymiarowego stanu naprężeń. Interesujące nas podstawowe zależności pomiędzy naprężeniami w kierunkach obranego układu współrzędnych a naprężeniami w przekroju dowolnie nachylonym do osi y, wyprowadzone przy rozważaniu równowagi elementarnego wycinka o kształcie pryzmatu trójkątnego, przedstawiają się, jak wiadomo z nauki o wytrzymałości materiałów, następująco:



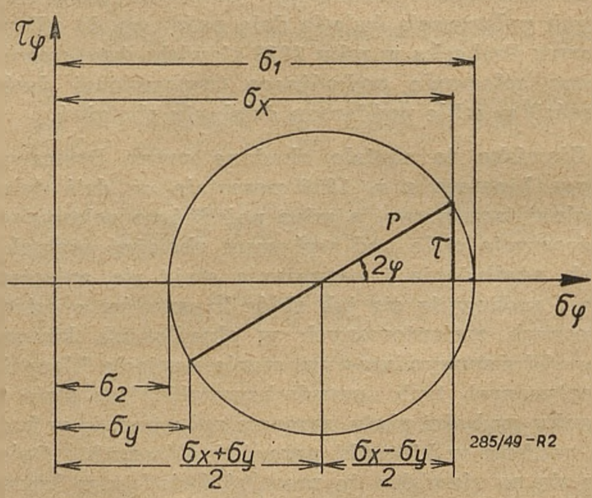
Rys. 1

$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos 2\varphi + \tau \sin 2\varphi \quad (1)$$

$$\tau_\varphi = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \sin 2\varphi - \tau \cos 2\varphi \quad (2)$$

Rugując φ otrzymujemy zależność:

$$\left(\sigma_\varphi - \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau_\varphi^2 = \left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2 \quad (3)$$



Rys. 2

jeśli naprężenia σ_φ i τ_φ potraktujemy jako odciętą i rzędną, zaś σ_x, σ_y i τ, jako parametry stałe, to powyższe równanie przedstawia równanie koła typu

$$(x - x_0)^2 + y^2 = r^2$$

gdzie $r = \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2}$ oraz $x_0 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2}$

Koło to nazywamy jak wiadomo *kołem naprężeń* lub *kołem Mohra.* Możemy na jego podstawie wyprowadzić bezpośrednio następujące wnioski: σ_φ przyjmuje wartości krańcowe, gdy $\tau_\varphi = 0$. Te wartości krańcowe oznaczone symbolami σ_1 i σ_2 nazywamy *naprężeniami głównymi,* a odpowiadające im kierunki przekrojów — *kierunkami głównymi.*

Z rysunku nr. 2 otrzymujemy bezpośrednio zależności:

$$\left.\begin{matrix}\sigma_1\\ \sigma_2\end{matrix}\right\} = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm r = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2} \quad \ldots\ldots\ldots (4)$$

oraz wartość kąta φ_0, przy którym $\tau_\varphi = 0$.

$$tg\, 2\varphi_0 = \frac{2\tau}{\sigma_x - \sigma_y} \quad \ldots (5)$$

Ponieważ $tg\, 2\varphi = tg\,(2\varphi + 180^0) = tg\, 2\,(\varphi + 90^0)$, wzór (5) określa dwa kierunki wzajemnie prostopadłe, w których naprężenia główne σ_1 i σ_2 są nachylone do osi współrzędnych pod kątami: $\varphi_1 = \varphi_0$ i $\varphi_2 = \varphi_0 + 90^0$

Z koła Mohra wynika ponadto, że: $\sigma_1 + \sigma_2 = \sigma_x + \sigma_y$, czyli że:

$$\sigma_\varphi + \sigma_{\varphi+90^0} = \sigma_1 + \sigma_2 = const. \quad (6)$$

oraz

$$(\tau_\varphi)_{max} = r = \sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \quad \ldots (7)$$

Zależności (1—7) możemy uprościć, jeśli jako osi współrzędnych x i y przyjmiemy kierunki główne. Wówczas:

$$\tau = 0;\ \sigma_x = \sigma_1;\ \sigma_y = \sigma_2$$

a równanie (3) przyjmuje postać:

$$\left(\sigma_\varphi - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}\right)^2 + \tau^2_\varphi = \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}\right)^2 = \tau^2_{max} \quad (3a)$$

Z koła Mohra wynika, że:

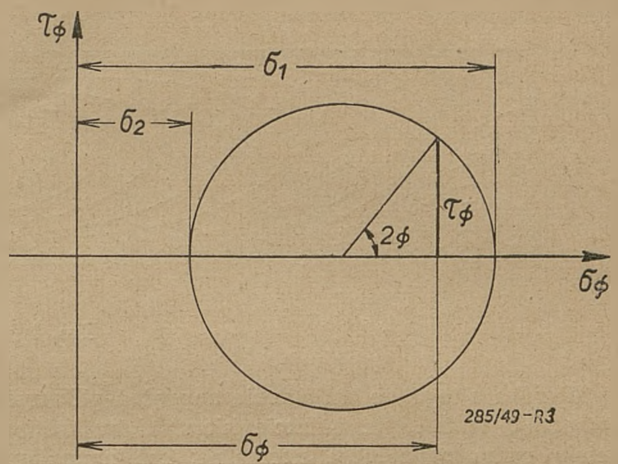
$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\varphi \quad \ldots (1a)$$

oraz

$$\tau_\varphi = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\varphi \quad \ldots (2a)$$

Stąd:

$$(\tau_\varphi)_{max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \quad \text{dla} \quad 2\varphi = \frac{\pi}{2},\ \frac{3}{2}\pi$$



Rys. 3

czyli, że maksymalne naprężenia ścinające zachodzą w przekrojach nachylonych pod kątem 45° do kierunków głównych.

W elastooptyce interesujące są przede wszystkim dwa wypadki szczególne:

$$\sigma_2 = 0 \text{ czyli } \tau_{max} = \frac{1}{2}\sigma_1,$$

oraz

$$\sigma_1 = \sigma_2 \text{ czyli } \tau_{max} = 0,$$

o czym będzie mowa później.

Sumując: aby określić stan napięcia w danym płaskim elemencie konstrukcyjnym, musimy w każdym jego punkcie znać 3 wielkości: wartości σ_x, σ_y, τ_{xy} związane z kierunkami stałego układu współrzędnych, lub wartości σ_1, σ_2 związane z kierunkami głównymi (różnymi naogół w różnych punktach) oraz kąt φ_0 zawarty pomiędzy jednym z kierunków głównych, a kierunkiem jednej z osi stałego układu współrzędnych.

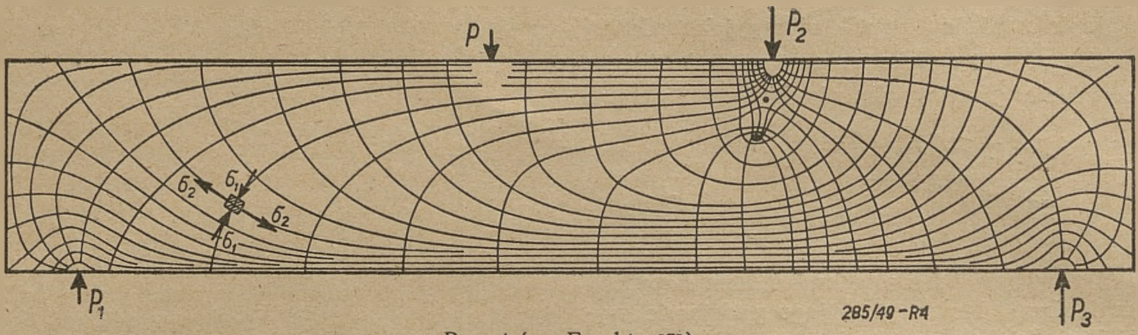
Na nieobciążonej krawędzi przedmiotu ilość nieznanych wielkości redukuje się z 3-ch do 1-ej, gdyż jedno z naprężeń głównych, naprężenie normalne do krawędzi — równa się zeru, zaś kąt φ_0 odpowiada kątowi stycznej do krawędzi w danym punkcie.

LINIE SZCZEGÓLNE PŁASKIEGO STANU NAPRĘŻEŃ.

a) Trajektorie naprężeń głównych.

Dla wyznaczenia wartości i kierunków naprężeń głównych w dowolnym punkcie elementu konstrukcyjnego, konieczna jest znajomość trajektorii naprężeń głównych.

Trajektoriami naprężeń głównych nazywamy układ dwóch zespołów linii, wzajemnie ortogonalnych, mających tę własność, że styczne do nich w dowolnym punkcie wyznaczają kierunki naprężeń głównych, a więc określają kąt φ_0 względem obranego układu współrzędnych.



Rys. 4 (wg Frochta [5]).

Wynika z tego, że trajektorie naprężeń głównych wyznaczają w każdym punkcie kierunki, w których istnieją tylko naprężenia normalne, zaś naprężenia ścinające równają się zeru.

Należy jeszcze zauważyć, że trajektorie naprężeń głównych, pomimo zewnętrznego podobieństwa do linii prądu cieczy nieściśliwej, różnią się od nich znacznie i nie mogą być wzajemnie przemieniane.

Równanie trajektorii otrzymujemy korzystając

z zależności: $tg\,2\,\varphi = \dfrac{2\,tg\,\varphi}{1 - tg^2\,\varphi} = \dfrac{2\,\tau}{\sigma_x - \sigma_y}$

i podstawiając: $tg\,\varphi = \dfrac{dy}{dx}$

Otrzymujemy wówczas równanie:

$$\frac{2\,\dfrac{dy}{dx}}{1 - \left(\dfrac{dy}{dx}\right)^2} = \frac{2\,\tau}{\sigma_x - \sigma_y} \qquad . \quad . \quad (11)$$

W elastooptyce poza tym odgrywają dużą rolę następujące układy linii:

b) Linie jednakowych maksymalnych naprężeń ścinających:

$$\tau_{max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} = const.$$

c) Linie

$$\sigma_1 + \sigma_2 = const.$$

Znajomość obu tych układów linii wraz ze znajomością trajektorii naprężeń głównych pozwala na całkowite określenie ilościowe pola naprężeń badanego elementu konstrukcyjnego. Znalezienie wartości σ_1 i σ_2 w dowolnym punkcie sprowadza się do rozwiązania dwóch równań liniowych z dwiema niewiadomymi:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = const. \quad i \quad \sigma_1 + \sigma_2 = const.$$

PRAWA PODOBIEŃSTWA.

W badaniach elastooptycznych posługujemy się modelami rzeczywistych konstrukcji, wykonanymi z plastyku lub szkła, a więc z materiałów o innych stałych sprężystych niż materiały, z których konstrukcje te wykonane są w rzeczywistości. Poza tym ze zrozumiałych względów modele są wykonywane przeważnie w pomniejszeniu. Nasuwa się pytanie: czy i kiedy można przenosić rezultaty z modelu na rzeczywiste konstrukcje?

Jak wynika z teorii sprężystości dla ciał izotropowych, stanowiących zwartą całość (nie posiadających otworów, czyli tzw. ciał jednospójnych), dwa jednakowe geometrycznie ciała poddane jednakowym co do rodzaju i wartości obciążeniom posiadają jednakowy rodzaj naprężeń niezależnie od stałych sprężystych materiałów.

Reguła ta dotyczy najczęściej spotykanych przypadków, gdy odkształcenia są bardzo małe w porównaniu do wymiarów ciała.

W szczególności dla dwóch geometrycznie podobnych elementów poddanych płaskiemu stanowi napięcia, oraz obciążonych w analogiczny sposób, prawo podobieństwa brzmi:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{\tau_1}{\tau_2} \cdot \frac{P_1}{P_2} \cdot \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{d_2}{d_1}$$

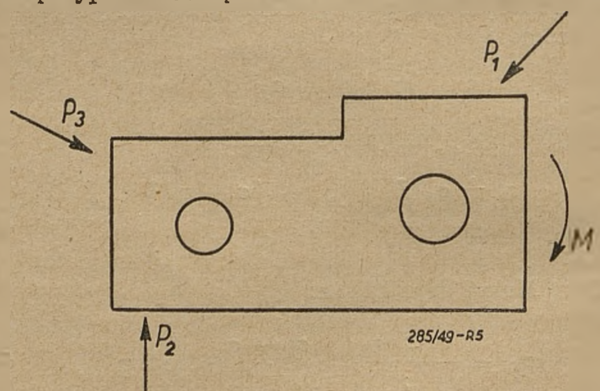
gdzie:

P — wartość siły obciążającej (w przypadku układu sił, P_1 i P_2 są to siły odpowiadające sobie w obydwu układach).

l — wymiary w płaszczyźnie elementu.

d — grubość elementu.

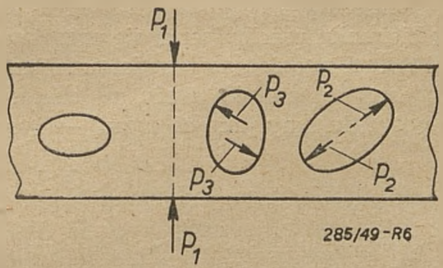
Dla ciał dwu i wielospójnych rozróżniamy następujące przypadki obciążenia:



Rys. 5

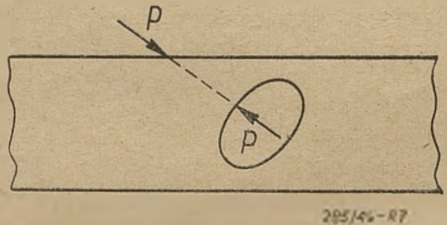
a) otwory nie są obciążone siłami zewnętrznymi, bądź na każdej zamkniętej krawędzi (otworze) wypadkowa sił równa się zeru (moment sił może być różny od zera).

W takim przypadku, podobnie jak i dla ciała jednospójnego, stałe sprężyste materiału nie wpływają na rozkład naprężeń.



Rys. 6

b) Siły są wprawdzie w równowadze na całym elemencie, ale na poszczególnych jego krawędziach nie są zrównoważone (jeden lub więcej otworów jest obciążony siłą nie zrównoważoną).



Rys. 7

W takim przypadku rozkład naprężeń zależy od liczby *Poissona* ν. Wpływ ten jest jednak zazwyczaj bardzo mały i może być pominięty, tak że z dokładnością techniczną prawo podobieństwa może być i tutaj stosowane. W wypadkach badań specjalnie dokładnych, gdzie koniecznym jest określenie wpływu liczby *Poissona* na rozkład naprężeń, wpływ ten określamy doświadczalnie; można to uczynić stosunkowo prosto.

Wszystkie powyższe wywody odnoszą się do obciążeń statycznych. Przy obciążeniach zmiennych w czasie, równania teorii sprężystości zawierają oprócz współczynnika *Poissona* moduł sprężystości materiału oraz jego gęstość. Według *Meyera* na rozkład naprężeń wpłynie dodatkowo jedynie współczynnik *Poissona*, zaś zmiany modułu sprężystości oraz gęstości materiału wpływają tylko na zmianę częstotliwości. *Meyer* uważa za dopuszczalne pomijać wpływ różnicy współczynników *Poissona* na rozkład pola naprężeń w tych przypadkach, gdy współczynniki te niewiele się od siebie różnią (na przykład szkło — *0,2* oraz stal — *0,3*).

Wydaje się jednak, że zagadnienia tego nie można uważać za jednoznacznie rozstrzygnięte, gdyż *Meyer* nic nie wspomina o współczynniku tłumienia, który może odgrywać zasadniczą rolę, zwłaszcza przy częstotliwościach bliskich rezonansu.

Przy wysokiej częstotliwości sił obciążających należy również uwzględnić fakt, że rozchodzenie się naprężeń odbywa się ze skończoną prędkością; problemy te nie były jednak dytychczas dokładnie zbadane.

PODSTAWY OPTYCZNE METODY.

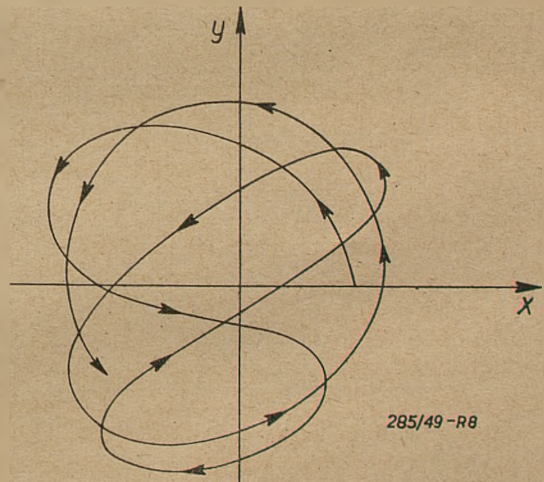
Opisując zjawiska świetlne, zachodzące podczas biegu promienia przez układ optyczny urządzenia elastooptycznego — nazwijmy to urządzenie *polarymetrem elastooptycznym* — opieramy się na falowej teorii światła.

Większość dzieł i prac z dziedziny elastooptyki posługuje się falową teorią światła—daje ona, w granicach zjawisk znajdujących zastosowanie w elastooptyce, wyniki zgodne z doświadczeniem. Tylko prace na tematy specjalnych zagadnień elastooptycznych biorą za punkt wyjścia elektromagnetyczną teorię światła. Teoria falowa, bardziej poglądowa, pozwala łatwiej zrozumieć i zapamiętać zjawiska zachodzące w układzie optycznym. Ostatecznie, celem badań elastooptycznych jest określenie pola naprężeń a nie poznanie zagadnień optycznych według najogólniejszej i najbardziej zgodnej z doświadczeniem teorii.

Aby uprościć rozważania zakładamy, że mamy do czynienia z promieniowaniem jednobarwnym, jednak przez złożenie wyników dla szeregu promieniowań jednobarwnych wzory można łatwo uogólnić na przypadek promieniowania białego.

Podstawą falowej teorii światła jest hipoteza eteru, według której zjawiska świetlne tłumaczone są jako drgania poprzeczne cząstek eteru. Każda cząstka eteru porusza się w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku promienia świetlnego. Droga cząsteczki eteru w tej płaszczyźnie charakteryzuje rodzaj światła.

Zaburzenie w eterze rozchodzi się po linii prostej, w postaci ruchu falowego— podobnie jak biegnie fala po napiętym sznurze. Linia łącząca początkowy punkt położenia cząsteczki eteru, znajdujący się na osi promienia świetlnego przed zaburzeniem spowodowanym ruchem falowym, z punktem jej chwilowego położenia, wyznacza kierunek i wartość *wektora świetlnego I*. Największą wartość tego wektora nazywamy

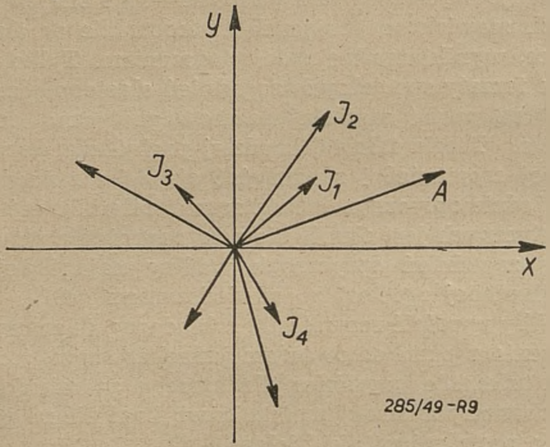


Rys. 8

amplitudą drgań A. W wypadku promieniowania zwykłego — patrząc w kierunku rozchodzenia się promienia świetlnego tor cząsteczki eteru będzie analogiczny w charakterze do toru podanego na rysunku nr. 8.

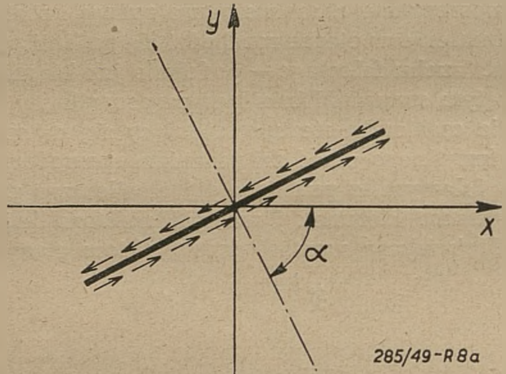
Wektory *I* w poszczególnych momentach pewnego promieniowania zwykłego przedstawione są na rys. 9. Ruch cząsteczki eteru jest więc nieregularny. Ruch ten, jak wynika z założeń teorii falowej, przekazywany jest od cząsteczki do cząsteczki w formie nie-

zmienionej. Można wprowadzić pewien porządek w ruchu cząsteczek eteru — naprzykład zmusić je do drgań tylko w jednej płaszczyźnie. Taki ruch, a więc taki promień świetlny, nazywamy *promieniem spolaryzowanym liniowo*.

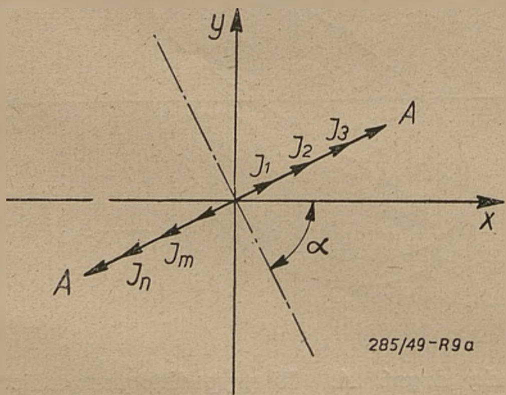


Rys. 9

W tym wypadku rysunki 8 i 9 charakteryzujące ruch pewnej cząsteczki eteru oraz jej odchylenie od położenia pierwotnego przybiorą następującą postać.

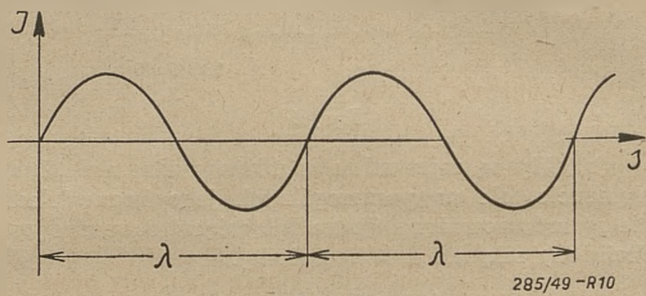


Rys. 8a

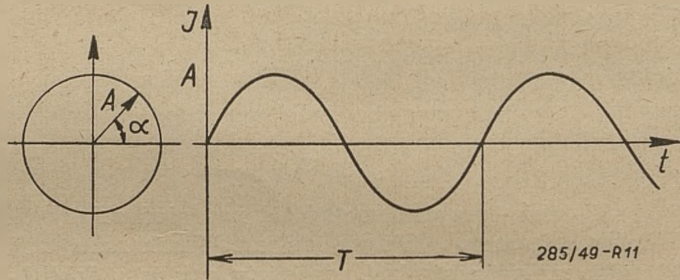


Rys. 9a

Oznaczając umownie płaszczyznę prostopadłą do kierunku drgań cząsteczki jako *płaszczyznę polaryzacji*, charakteryzujemy jej położenie przez podanie kąta, jaki tworzy ta płaszczyzna z poziomą osią współrzędnych. Ponieważ w ruchu falowym zaburzenia przechodzą z cząsteczki na cząsteczkę, wobec tego łącząc linią wszystkie cząsteczki eteru biorące udział w ruchu spolaryzowanym liniowo, otrzymamy sinusoidę, leżącą w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny polaryzacji; sinusoida ta przesuwa się z szybkością światła w kierunku rozchodzenia się promienia świetlnego (rys. 10). Sinusoida ta przedstawia jednocześnie tor pojedyńczej cząsteczki eteru w czasie (gdy oś rzędnych potraktujemy jako oś czasu) — rys. 11.



Rys. 10



Rys. 11

Oznaczając szybkość rozchodzenia się światła przez c, długość fali świetlnej użytego światła w próżni przez λ otrzymamy, że częstość drgań wynosi: $n = \frac{c}{\lambda}$

Wobec tego, że ruch falowy jest ruchem harmonicznym, możemy napisać równanie:

$$I_t = A \sin \Theta = A \sin 2\pi n t = A \sin 2\pi \frac{c}{\lambda} t$$

albo ogólniej:

$$I_t = A \sin \frac{2\pi c}{\lambda} (t - t_0),$$

gdzie A przedstawia amplitudę drgań, czyli największą wartość wektora I, t — czas w sekundach, zaś t_0 — dowolnie obrany punkt czasowy.

Interesuje nas jeszcze zależność pomiędzy energią niesioną przez falę świetlną a wartością wektora świetlnego. Otóż energia fali świetlnej, a więc natężenie promienia świetlnego jest — według wszystkich teorii światła — proporcjonalne do A^2.

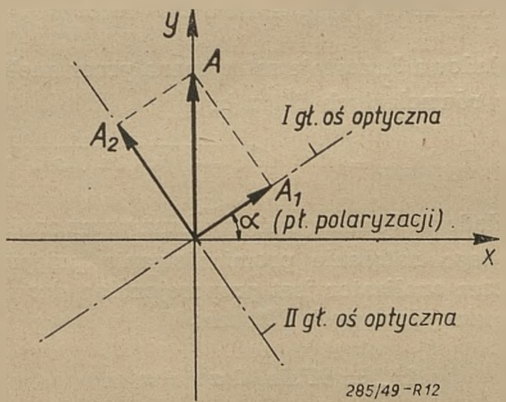
Światło polaryzujemy przy pomocy tzw. *filtrów polaryzacyjnych*. Jednym z najprostszych filtrów polaryzacyjnych jest płytka szklana ustawiona pod kątem około 57° do kierunku padania promienia świetlnego. Promień odbity jest spolaryzowany liniowo — jego płaszczyzna polaryzacji pokrywa się z płaszczyzną padania. Promień załamany jest również spolaryzowany — jego płaszczyzna polaryzacji jest prostopadła do płaszczyzny polaryzacji promienia odbitego. Z na-

turalnych filtrów polaryzacyjnych najbardziej znanym jest szpat islandski. Mało znanym jest fakt, że pewne partie atmosfery wysyłają w ciągu dnia promieniowanie w znacznym procencie spolaryzowane.

Obecnie wykonuje się sztuczne filtry polaryzacyjne o praktycznie dowolnych rozmiarach. Zaznaczyć jeszcze należy, że gołym okiem, poza specjalnymi wypadkami, nie można odróżnić światła zwykłego od światła spolaryzowanego.

W układzie optycznym polarymetru elastooptycznego stosuje się dwa filtry polaryzacyjne; pomiędzy nimi znajduje się badany przedmiot oraz, dla pewnych celów niżej opisanych, tak zwane płytki ćwierćfalowe (ćwierćfalówki). Pierwszy filtr polaryzacyjny od strony źródła światła nazywamy *polaryzatorem*, drugi zaś *analizatorem*.

Ustawmy polaryzator tak, że jego płaszczyzna polaryzacji jest pozioma, czyli że przepuszczany promień świetlny drga w płaszczyźnie pionowej. Ustawmy za polaryzatorem kryształ podwójnie łamiący np. miki, tak że jego główne osi optyczne są nachylone pod kątem α do osi współrzędnych.



Rys. 12

Wobec tego, że promień świetlny w kryształach może drgać tylko w płaszczyznach wyznaczonych przez główne osi optyczne, promień świetlny rozszczepi się na dwa promienie o amplitudach:

$$A_1 = A \sin\alpha \; ; \quad A_2 = A \cos\alpha \, ,$$

jeśli oba te promienie przebiegają przez kryształ z jednakową szybkością, wówczas po przejściu przez kryształ połączą się one w wypadkowy wektor I_t tak samo skierowany jak wektor pierwotny.

Rozpatrzmy wypadek, gdy oba promienie przebiegają przez płytkę podwójnie łamiącą z różną prędkością $c_1 \neq c_2 \neq c$, czyli że zmienia się ich długość fali (z racji zależności $\frac{c_i}{\lambda_i} = n = const$). Oznaczając grubość płytki podwójnie łamiącej przez „d", zaś ilość długości fal świetlnych mieszczących się na odcinku d przez „M" otrzymamy:

promień pierwszy: $M_1 = \frac{d}{\lambda_1}$

promień drugi: $M_2 = \frac{d}{\lambda_2}$

przesunięcie się wzajemne obu promieni, wyrażone w wielokrotnościach fali świetlnej wyniesie więc:

$$m = M_2 - M_1 = d\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) = dn\left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_1}\right) =$$

$$= dn\,\frac{c_1 - c_2}{c_1 \cdot c_2},$$

jeśli $c_2 < c_1$ czyli $m > O$ wtedy promień I_2 jest opóźniony w fazie względem promienia I_1 o odcinek czasu:

$$\Delta t = m \cdot \frac{\lambda}{c} = \frac{m}{n}$$

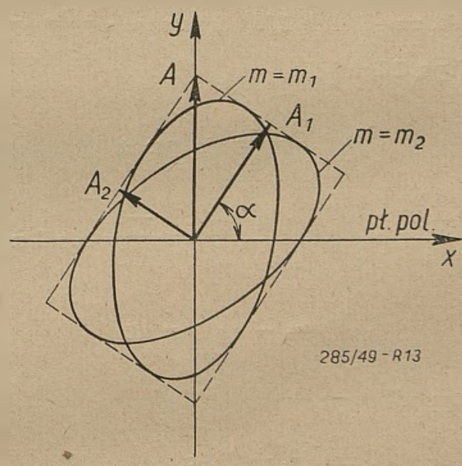
Równania obu wektorów po przejściu przez kryształ przedstawiają się więc następująco (zakładając dla uproszczenia $t_o = O$):

$$I_1 = A_1 \sin \frac{2\pi c}{\lambda} t = A \sin\alpha \cdot \sin 2\pi nt$$

$$I_2 = A_2 \sin \frac{2\pi c}{\lambda}(t - \Delta t) = A \cos\alpha \, \sin 2\pi (nt - m)$$

Jeśli złożymy te dwa wektory, to otrzymamy wektor wypadkowy, którego koniec zakreśla w czasie elipsę, w przestrzeni zaś linię śrubową na powierzchni walca eliptycznego. Każda więc cząstka eteru, objęta zaburzeniem, zakreśla w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali świetlnej elipsę określoną wyżej podanymi równaniami.

Mówimy wówczas, że światło zostało *spolaryzowane eliptycznie*.



Rys. 13.

Elipsa wyznaczona powyższymi równaniami styczna jest do prostokąta opisanego na wektorach A_1 i A_2.

Szczególnie interesujące w elastooptyce są następujące wypadki:

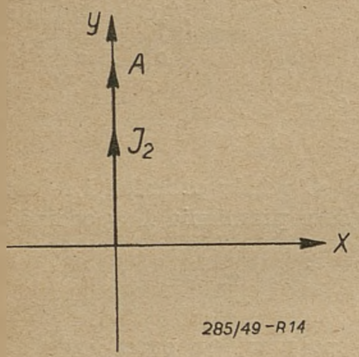
1) $\alpha = 0°$ lub $\alpha = 90°$

Wówczas stale:

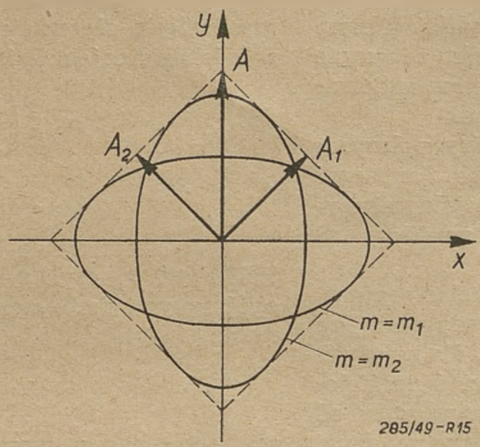
$$I_1 = O$$

$$I_2 = A \sin 2\pi (nt - m),$$

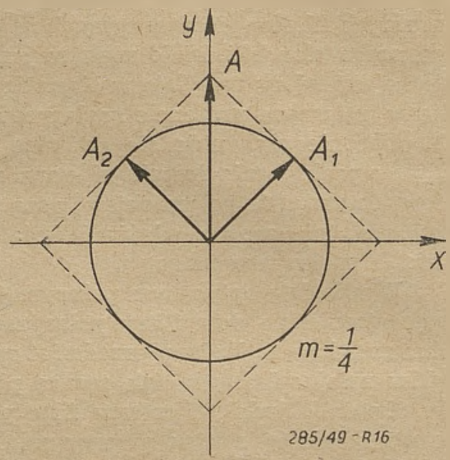
czyli wektor świetlny pozostaje bez zmiany co do kierunku i co do wartości, a jedynie ulega przesunięciu w fazie (rys. 14).



Rys. 14.



Rys. 15.



Rys. 16.

2) $\alpha = 45^0$ lub 135^0

wówczas: (rys 15).

$$I_1 = \frac{A}{\sqrt{2}} \sin 2 \pi nt$$

$$I_2 = \frac{A}{\sqrt{2}} \sin 2 \pi (nt - m),$$

czyli oba te wektory posiadają tę samą amplitudę. Wektor wypadkowy zmienia w czasie swą wielkość i swój kierunek.

3) $\alpha = 45^0$ lub 135^0 oraz $m = \frac{1}{4}, \frac{3}{4}$

wtedy: (rys. 16)

$$I_1 = \frac{A}{\sqrt{2}} \sin 2\pi nt$$

$$I_2 = \frac{A}{\sqrt{2}} \sin \left(2\pi nt - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{-A}{\sqrt{2}} \cos 2 \pi nt;$$

$$\frac{I_1}{I_2} = - \operatorname{tg} 2 \pi nt$$

Wektor wypadkowy:

$$I = \sqrt{I^2_1 + I^2_2} = A$$

Wektor wypadkowy posiada stałą amplitudę A oraz zmienia swój kierunek w czasie. Koniec wektora zakreśla okręg koła. Ten specjalny wypadek polaryzacji eliptycznej nazywamy *polaryzacją kołową.* — Wypadkowy wektor świetlny przy polaryzacji kołowej nie posiada kierunku uprzywilejowanego.

Płytki kryształów, dające opóźnienia $m = \frac{1}{4}$, czyli równe jednej czwartej długości fali świetlnej, nazywamy *ćwierćfalówkami.*

Rozważając w sposób analogiczny przebieg promienia świetlnego na drodze: źródło światła — polaryzator — płytka krystaliczna podwójnie łamiąca — analizator, przy dowolnym kącie nachylenia α głównych osi optycznych płytki krystalicznej do płaszczyzny polaryzacji, — rzutując wektory na osi x, y i obliczając składową wektora, przepuszczoną przez analizator — otrzymamy:

a) przy skrzyżowanych filtrach:

$$A_\alpha = (I_x)_{max} = A \sin 2\alpha \cdot \sin \pi m$$

(składowa I_y zostaje zatrzymana przez analizator)

b) przy równoległych filtrach:

$$A_\alpha = (I_y)_{max} = A \cdot \sqrt{1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \pi m}$$

(Składowa I_x zostaje zatrzymana przez analizator)

Wobec tego natężenie promieniowania przepuszczanego przez analizator jest proporcjonalne do:

a) przy skrzyżowanych filtrach:

$$A^2_\alpha = A^2 \sin^2 2 \alpha \sin^2 \pi m$$

b) przy równoległych filtrach:

$$A^2_\alpha = A^2 (1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \pi m)$$

Jeśli włączymy w bieg promieniowania świetlnego dwie ćwierćfalówki o osiach nachylonych pod kątem $\alpha = 45^0$ do płaszczyzny polaryzacji i tak ustawione, że ich działanie się znosi, to w układzie: źródło światła—polaryzator—ćwierćfalówka—płytka krystaliczna dowolnie ustawiona — ćwierćfalówka — analizator, otrzymamy następujące zależności:

a) przy skrzyżowanych filtrach:

$$A^2_\alpha = A^2 \sin^2 \pi m$$

b) przy równoległych filtrach:

$$A^2_\alpha = A^2 (1 - \sin^2 \pi m).$$

Z wzorów wynika, że ilość światła przepuszczanego przez analizator, czyli jego natężenie przy zastosowaniu ćwierćfalówek zależy jedynie od wartości opóźnienia m, zachodzącego w płytce krystalicznej, a nie zależy wcale od nachylenia jej głównych osi optycznych względem płaszczyzny polaryzacji.

Ostatnie cztery równania są podstawowymi równaniami optycznymi elastooptyki.

Zanalizujmy jeszcze wypadki krańcowych wartości A_a dla skrzyżowanych filtrów przy polaryzacji płaskiej.

$A_a = 0$

1° — gdy $\alpha = 0, \frac{\pi}{2}, \pi \ldots$

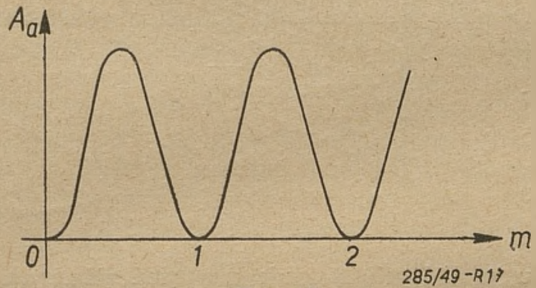
2° — gdy $m = 1, 2, 3 \ldots$

A_a osiąga maksimum

1° — gdy $\alpha = \frac{\pi}{4}, \frac{3}{4}\pi, \ldots$

2° — gdy $m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots$

(Przy polaryzacji kołowej na wartość A_a wpływa tylko m.)



Rys. 17

Wszystkie powyższe rozważania odnoszą się do światła jednobarwnego, nie trudno jest jednak uogólnić zależności te dla światła białego. Zaznaczyć należy, że przy pracy światłem białym stosujemy naogół tylko polaryzację liniową, ze względu na praktyczną jak dotąd niemożność spolaryzowania kołowo wszystkich długości fal świetlnych. Wygaszone są wówczas poszczególne długości fal, a więc poszczególne barwy, na skutek czego światło przepuszczane składa się z tzw. barw dopełniających (komplementarnych). [1])

PODSTAWOWE ZALEŻNOŚCI ELASTOOPTYCZNE.

Elastooptyczna metoda analizy naprężeń opiera się na wykorzystaniu zjawiska tzw. wymuszonego załamania podwójnego (wymuszonej dwójłomności). Mechanizm tego zjawiska jest dla nas zasadniczo nieistotny a poza tym — sądząc ze znanej dotychchzas literatury — nie jest jeszcze wyjaśniony. Interesują nas natomiast zależności pomiędzy zjawiskami optycznymi a naprężeniami. Zależności niżej podane odnoszą się tylko do stanu napięcia w granicach sprężystości, tj. do stanu, w którym istnieje proporcjonalność pomiędzy naprężeniami i odkształceniami. W tych granicach zjawiska związane z załamaniem podwójnym są proporcjonalne do odkształceń, czy też naprężeń.

[1]) popularne wyjaśnienie zjawiska polaryzacji podane jest w artykule autora zamieszczonym w numerze 4/1948 „Horyzontów Techniki".

Podkreślić należy jeszcze raz zaobserwowane zasadnicze zjawisko, odnoszące się do dwuwymiarowego stanu napięcia: pod wpływem naprężeń i odkształceń ciało początkowo izotropowe nabiera anizotropowych własności optycznych — staje się quasikrystaliczne; główne osi optyczne elementarnych quasikryształów pokrywają się w każdym punkcie ciała z kierunkami naprężeń głównych. Na skutek tego padający na ciało promień świetlny rozszczepia się na dwa promienie, drgające w płaszczyznach wyznaczonych przez kierunki naprężeń głównych; oba te promienie zmieniają swą długość fali zależnie od wartości naprężeń głównych, a że częstotliwość drgań nie ulega zmianom, więc zmienia się ich szybkość, na skutek czego przesuwają się one wzajemnie w fazie.

Ażeby określić wartość takiego przesunięcia, wychodzimy z zależności przytoczonej uprzednio:

$$m = d.n. \frac{c_1 - c_2}{c_1 \,.\, c_2}$$

Wprowadzając stałe optyczne materiału a i b, zależne tylko od materiału i w nieznacznym stopniu od długości fali światła, możemy — za *Maxwellem, Wertheimem* i *Favre'm* — określić szybkość światła w obu płaszczyznach:

$$c_1 = c_0 + a\sigma_1 + b\sigma_2$$
$$c_2 = c_0 + a\sigma_2 + b\sigma_1$$

uwzględniając, że iloczyny $a\sigma$ oraz $b\sigma$ są bardzo małe w stosunku do c, otrzymamy zależność:

$$m = \frac{d}{\lambda} \cdot \frac{a - b}{c} (\sigma_1 - \sigma_2)$$

jest to podstawowy wzór elastooptyki. Możemy go uprościć wprowadzając współczynnik:

$$K = \frac{a - b}{c \,.\, \lambda}$$

wtedy:

$$m = d.K. (\sigma_1 - \sigma_2)$$

Aby uniezależnić współczynnik K od długości fali świetlnej, wprowadzamy nowy współczynnik C — tak zwaną *stałą elastooptyczną:*

$$C = K. \lambda = \frac{a - b}{c}$$

wtedy

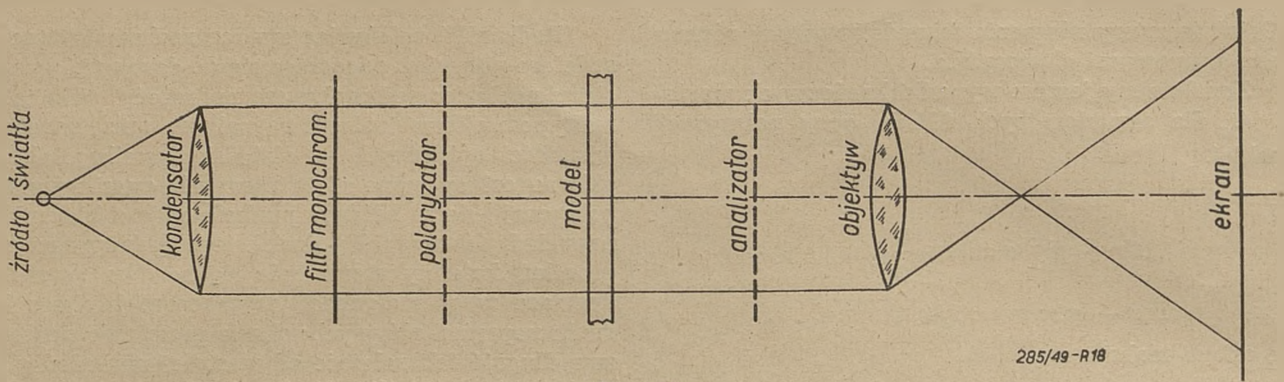
$$m = C \frac{d}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2)$$

tym równaniem posługujemy się najczęściej w badaniach elastooptycznych.

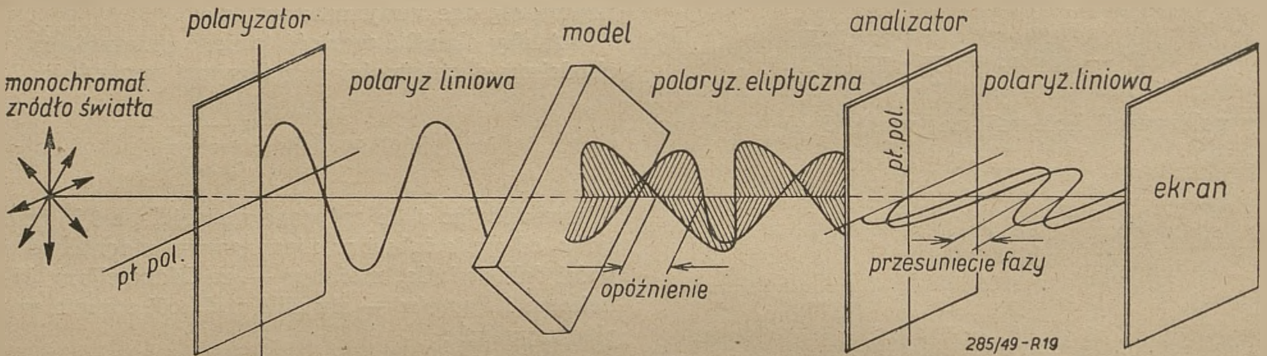
W literaturze amerykańskiej spotykamy inną formę tego wzoru:

$$(m. \lambda) = R_t = C. d (\sigma_1 - \sigma_2),$$

gdzie R_t oznacza przesunięcie względne obu promieni względem siebie, wyrażone w jednostkach długości. Wobec tego, że $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} = \tau_{max}$, możemy powyższy



Rys. 18



Rys. 19

wzór napisać w formie:

$$m = 2C \frac{d}{\lambda} \cdot \tau_{max}$$

Wróćmy teraz do polarymetru elastooptycznego, w którym przez model wykonany z materiału „quasi-krystalicznego" przechodzi światło spolaryzowane liniowo.

Model jest obciążony, na skutek czego powstają w nim naprężenia, różne naogół w różnych punktach co do wartości i co do kierunku.

W myśl podstawowego równania optycznego elastooptyki, jasność poszczególnych punktów obrazu modelu przy skrzyżowanych polaryzatorze i analizatorze jest proporcjonalna do:

$$A^2_a = A^2 . \sin^2 2\,\alpha . \sin^2 \pi\, m ,$$

a więc zależnie od wartości członów $\sin^2 2\alpha$ oraz $\sin^2 \pi\, m$ na obrazie modelu otrzymamy punkty jasne i ciemne łączące się naogół w linie o różnym kształcie.

Rozpatrzymy najpierw wpływ członu $\sin^2 2\alpha$, przy czym dla uproszczenia załóżmy, że $\sin^2 \pi m$ posiada wartość różną od zera we wszystkich punktach powierzchni modelu.

Wyraz $\sin^2 2\alpha$ przybiera wartość równą zeru dla $\alpha = 0^0, 90^0, 180^0, 270^0$, . . czyli wtedy, gdy kierunki naprężeń głównych w danym punkcie powierzchni modelu pokrywają się z kierunkami płaszczyzn polaryzacji. Wynika z tego, że wszystkie punkty powierzchni obrazu modelu, odpowiadające punktom powierzchni modelu, w których kierunki naprężeń głównych pokrywają się z płaszczyznami polaryzacji, pozostają ciemne, bez względu na wartość i rodzaj obciążenia. Punkty te naogół łączą się w linie, zwane *izoklinami*, czyli *liniami jednakowych nachyleń kierunków głównych.*

Wykreśliwszy na arkuszu papieru, izokliny dla różnych nachyleń płaszczyzny polaryzacji względem dowolnie obranego układu współrzędnych (związanego najczęściej z najdogodniej obranym kierunkiem na modelu), wyznaczamy z łatwością trajektorie naprężeń głównych.

Rozpatrzmy teraz wpływ członu $\sin^2 \pi m$ na jasność obrazu w dowolnym jego punkcie. Aby uprościć rozumowanie załóżmy, że model znajduje się w świetle spolaryzowanym kołowo.

W tym przypadku nie ma kierunku uprzywilejowanego, a więc natężenie promieniowania, przechodzącego przez dowolny punkt modelu, zależne jest jedynie od wartości wzajemnego przesunięcia się promieni przez ten punkt:

$$A^2_a = A^2 \sin^2 \pi\, m$$

Dla punktów modelu w których $m = 0, 1, 2, 3, \ldots$ następuje wygaszanie światła, zaś dla punktów w których $m = 1/2, 3/2, 5/2, \ldots$ otrzymujemy maksimum jasności.

Porównując powyższy wzór z zależnością:

$$m = C \frac{d}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2)$$

widzimy, że punkty obrazu modelu na ekranie, odpowiadające miejscom, w których

a) $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$

b) $\sigma_1 = \sigma_2$

c) $\sigma_1 - \sigma_2 = m \cdot \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{1}{C}$ dla $m = 1, 2, 3, \ldots$

pozostają stale ciemne.

Punkty te łączą się naogół w linie zwane *izochromami* (liniami jednakowej barwy, lub jednakowego natężenia). Inaczej mówiąc, izochromy są to miejsca geometryczne punktów na powierzchni modelu, w których naprężenia główne spełniają powyższe zależności. Wobec tego, że $\sigma_1 - \sigma_2 = 2\tau_{max}$ izochromy są jednocześnie liniami $\tau_{max} = const.$

Duże znaczenie tych linii polega na tym, że dają one możność bezpośredniego określenia różnicy naprężeń głównych.

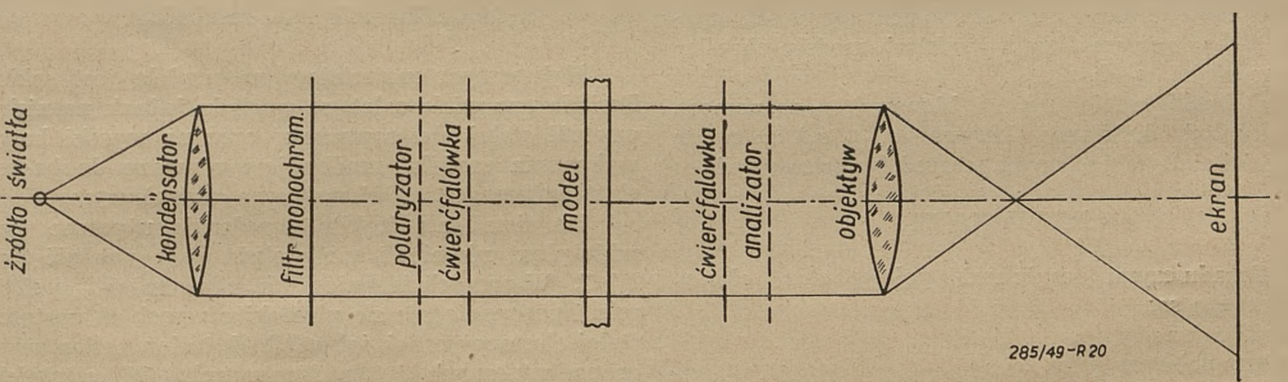
Ponieważ w ogólnym przypadku polaryzacji liniowej, przy odpowiednio wysokich naprężeniach na ekranie występują oba układy linii izoklin i izochrom, koniecznym staje się rozdzielenie obydwu tych układów. Jak to już podano poprzednio, otrzyma się wyłącznie układ izoklin wówczas, gdy $\sin \pi m > 0$ dla wszystkich punktów modelu. Osiągnąć to można albo przy małym obciążeniu modelu albo przez zastosowanie materiału o niskiej wartości stałej elastooptycznej C (np. szkło zwykłe, lub szkło „plexi"). Chcąc otrzymać na obrazie modelu wyłącznie układ izochrom, stosuje się polaryzację kołową, która eliminuje izokliny. Na obrazie modelu występuje wtedy szereg izochrom, odpowiadających wielokrotnościom stałej różnicy naprężeń głównych:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = m \frac{\lambda}{d} \cdot \frac{1}{C} \qquad \text{dla } m = 0, 1, 2, 3, \ldots$$

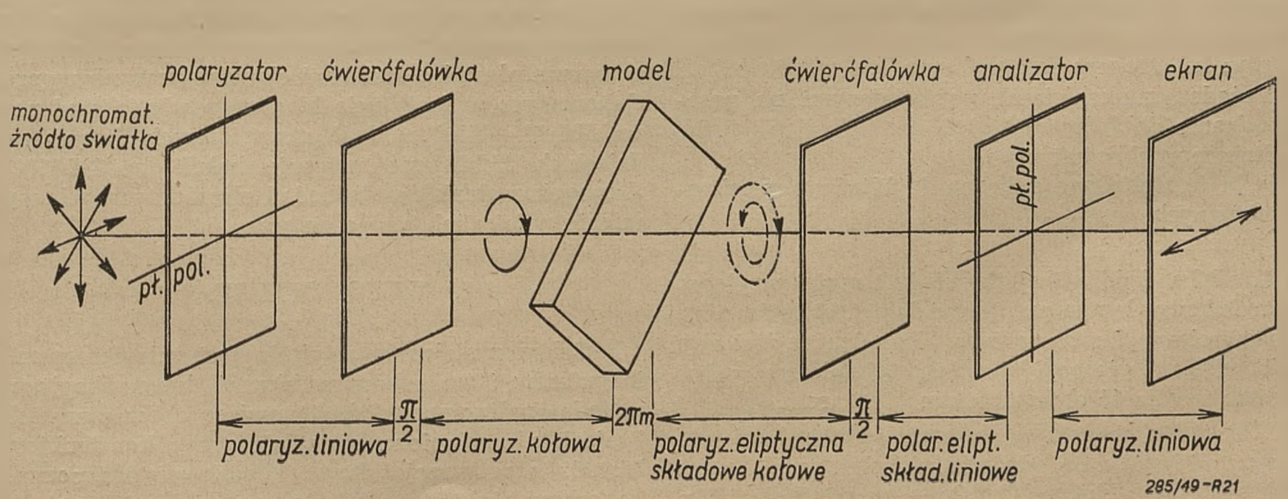
Ponieważ izochroma dla $m = 1$ niczym się nie różni od izochromy dla $m = 2$ czy $m = 3$, jest rzeczą zasadniczą, od której zależy możność wykorzystania całej w ogóle metody, ustalenie kolejności izochrom, (rzędu izochromy), to znaczy określenie, która z nich odpowiada $m = 1$, która $m = 2$ itd. Określenie to nie jest trudne, jeśli obciążać model stopniowo, obserwując pojawienie się i przesuwanie izochromy $m = 1$. Każda następna izochroma posiada rząd o jedność wyższy od izochromy poprzedzającej. Szczególnie prostym jest określenie wartości naprężeń na krawędziach modelu — zagadnienie bardzo często spotykane w praktyce. Ponieważ na nieobciążonej krawędzi jedno z naprężeń głównych równe jest zeru (np. $\sigma_2 = 0$), otrzymujemy prostą zależność:

$$m = C \frac{d}{\lambda} \sigma_1 \quad \text{czyli} \quad \sigma_1 = m \frac{\lambda}{d} \frac{1}{C}$$

W tym wypadku rząd izochromy określa bezpośrednio wartość naprężenia na krawędzi, gdyż wszystkie wielkości wchodzące w skład wyrażenia po prawej stronie tego równania są znane, względnie łatwe do określenia. Dla uzyskania izochrom nie jest konieczna praca wyłącznie na świetle jednobarw-



Rys. 20



Rys. 21

nym — możemy również pracować światłem białym. W tym wypadku nie ma oczywiście mowy o dokładnie kołowej polaryzacji całego widma (przynajmniej jak dotąd), dlatego wyniki obarczone są pewnym błędem. W wypadku światła białego izochromy nie tworzą już układu ciemnych i jasnych linii, a przedstawiają się w postaci linii barwnych. Wywołane jest to faktem, że wygaszane zostają jedynie poszczególne barwy o określonej przez podstawowy wzór elastooptyczny długości fali, zaś niewygaszonymi zostają inne długości fal świetlnych.

Każda więc izochroma posiada barwę, która wraz z barwą wygaszoną daje światło białe. Takie barwy nazywamy *barwami dopełniającymi*. Z barwy izochromy możemy zatem wywnioskować, jaka długość fali świetlnej została wygaszona, a stąd obliczyć wartość $(\sigma_1 - \sigma_2)$.

CAŁKOWITE OKREŚLENIE ILOŚCIOWE POLA NAPRĘŻEŃ.

Metoda elastooptyczna pozwala na całkowite określenie ilościowe pola naprężeń bądź to metodami czysto optycznymi, bądź za pomocą metod uzupełniających.

Najważniejszymi z nich są:

a) metody optyczne — pozwalają one na oddzielne określenie wartości σ_1 oraz σ_2 w dowolnym punkcie powierzchni modelu.

b) metody obliczeniowo-graficzne — polegają one na całkowaniu wzdłuż trajektorii.

c) metody pomiaru odkształceń (grubości, długości) — w poszczególnych punktach modelu określamy wartości $\sigma_1 + \sigma_2$.

d) analogie (elektryczna, błonowa) — za pomocą tych metod określamy krzywe $(\sigma_1 + \sigma_2) = const;$ wartości stałej określamy z warunków brzegowych.

PRZYRZĄDY.

Zasadniczymi częściami *polarymetru elastooptycznego* są:

1) źródło światła,
2) filtry polaryzacyjne,
3) urządzenie do obciążania modeli,
4) ława optyczna z odpowiednim układem soczewek, zależnym od typu polarymetru,
5) ekran lub kamera fotograficzna.

Pożądanymi częściami, pozwalającymi na przeprowadzanie dokładnych badań, są:

6) filtry monochromatyczne,
7) płytki ćwierćfalowe dobrane do filtrów monochromatycznych,
8) kompensator.

1. Jako źródło światła służyć może węglowa lampa łukowa, lampa punktowa dająca białe światło, lampa rtęciowa, lampa sodowa. Pożądanym jest aby powierzchnia świecąca była jak najmniejsza, gdyż zwiększa to ostrość obrazu izoklin i izochrom.

2. Stosunkowo najstarszymi przyrządami do polaryzacji światła są odpowiednio obrobione kryształy szpatu islandskiego ($CaCO_3$) — tzw. nikole. Posiadają one tę niedogodność, iż trudno jest wykonać je w większych wymiarach. Polaryzowanie światła przez odbicie lub załamanie promienia padającego pod odpowiednim kątem posiada wadę niecałkowitej polaryzacji promienia odbitego, względnie załamanego. Ostatnio stosuje się coraz szerzej filtry polaryzacyjne będące układem mikroskopijnych kryształów (*0,02 mm*) heparatytu (odkrytego w roku *1852*). Kryształki heparatytu umieszczone są w postaci cienkiej warstewki pomiędzy dwiema płytami z przezroczystego plastyku lub szkła.

3. Urządzenie do obciążania modelu powinno umożliwić stałą kontrolę wartości sił lub momentów obciążających.

4. Ława optyczna — konstrukcja jej zależy od wymaganej dokładności i przeznaczenia przyrządu; rozwiązania są bardzo różnorodne.

5. Ekran powinien umożliwiać rysowanie izoklin i izochrom — najwygodniejsza jest płyta szklana; z drugiej strony płyty przymocowujemy arkusz kalki, na której możemy rysować widziany obraz.

6 i 7. Filtry monochromatyczne oraz ćwierćfalówki muszą być dobrane na te same długości fal świetlnych, w przeciwnym wypadku otrzymujemy wyniki niedokładne.

8. Kompensator służy do określenia wartości $(\sigma_1 - \sigma_2)$ w dowolnym punkcie powierzchni modelu. Używany jest przy materiałach na modele o niskiej wartości stałej elastooptycznej, nie dających obrazu izochrom, oraz przy pracach specjalnych.

MATERIAŁY NA MODELE.

Najstarszym materiałem na modele jest szkło. Posiada ono wiele zalet, ze względu jednak na niską wartość stałej elastooptycznej oraz na wysoki koszt wykonania modelu, rzadko jest używane do badań elastooptycznych, o charakterze technicznym.

Do określenia izoklin popularnie używane jest szkło plexi, również i ono posiada niską wartość stałej *C*. W pracach technicznych, gdzie zależy na ekonomii pracy, stosuje się plastyki o wysokiej wartości stałej elastooptycznej, jak celuloid, trolon, cellon, oraz grupa sztucznych żywic fenolowych. W ostatnich latach stosowany jest szeroko amerykański bakelit BT61893 ze względu na swe pierwszorzędne własności elastooptyczne. Źródła radzieckie donoszą ostatnio o nowym plastyku do badań elastooptycznych wyprodukowanym w Instytucie Maszynowiedenia, pod nazwą IM-44. Według dość szczegółowych danych radzieckich IM-44 nie ustępuje bakelitowi BT61893. Z innych materiałów do badań elastooptycznych wymienić należy żelatynę oraz gumę.

ZAKOŃCZENIE.

Celem niniejszego artykułu jest zainteresowanie inżynierów i techników w biurach konstrukcyjnych metodą analizy naprężeń, stanowiącą obecnie w wielu krajach niezastąpione narzędzie pracy konstruktora. Metoda ta, przy racjonalnym jej zastosowaniu, pozwoli na oszczędniejszą gospodarkę materiałami konstrukcyjnymi, oraz na zwiększenie wytrzymałości opraco-

wywanych konstrukcji. Pozwoli ona również na uniknięcie wielu niemiłych i kosztownych niespodzianek, jakże często zdarzających się przy opracowywaniu i wykonywaniu nowych konstrukcji.

LITERATURA

[1] Föppl und H. Neuber: „Festigkeitslehre mittels Spannungsoptik". Verlag Oldenbourg 1935.

[2] H. Meyer: „Spannungsoptische Uutersuchung ebener Schwingungsvorgänge". Ingenieur-Archiv, VII-Band, 1936.

[3] R. V. Baud: „Entwicklung und heutiger Stand der Photoelastizitat und der Photoplastizität". Eidg. Materialprüfungs- und Versuchsansalt — Zürich. Bericht Nr 118, 1938.

[4] G. Mesmer: Spannungsoptik". Springer — Verlag, 1939.

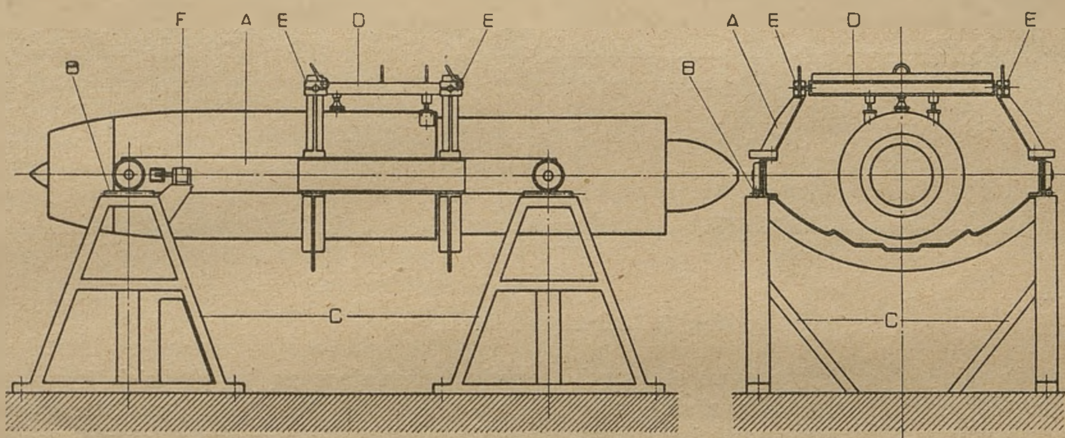
[5] M. M. Frocht: „Photoelasticity". John Wiley, New York' 1941, 1948.

[6] M. T. Huber: „Teoria sprężystości". Kraków, 1948.

[7] H. I. Prigorowskij: „Sowremiennoje razwitie polarizacionno-opticzeskogo mietoda issledowania naprażenij". Zawodskaja Łaboratoria, nr. 3/1949.

Inż. JERZY ROLIŃSKI
Główny Instytut Lotnictwa

Hamownie silników strumieniowych



Rys. 1. Stanowisko do badania silników JUMO 004.

Różnice, jakie zachodzą między systemami badań silników tłokowych i strumieniowych, mają swe źródło w dwu faktach:

1. Silnik tłokowy przekazuje wytwarzaną energię innemu mechanizmowi, sprzęgniętemu z jego wałem, podczas gdy energia wytwarzana przez silnik strumieniowy udzielana jest jedynie czynnikowi tworzącemu strumień.

2. Cykl termodynamiczny silnika tłokowego odbywa się w ten sposób, że czynnik w zasadzie nie zmienia swego położenia w przestrzeni, zaś w silniku strumieniowym znajduje się on w ciągłym ruchu, tak że każdemu punktowi na jego drodze odpowiada tylko jeden jego stan.

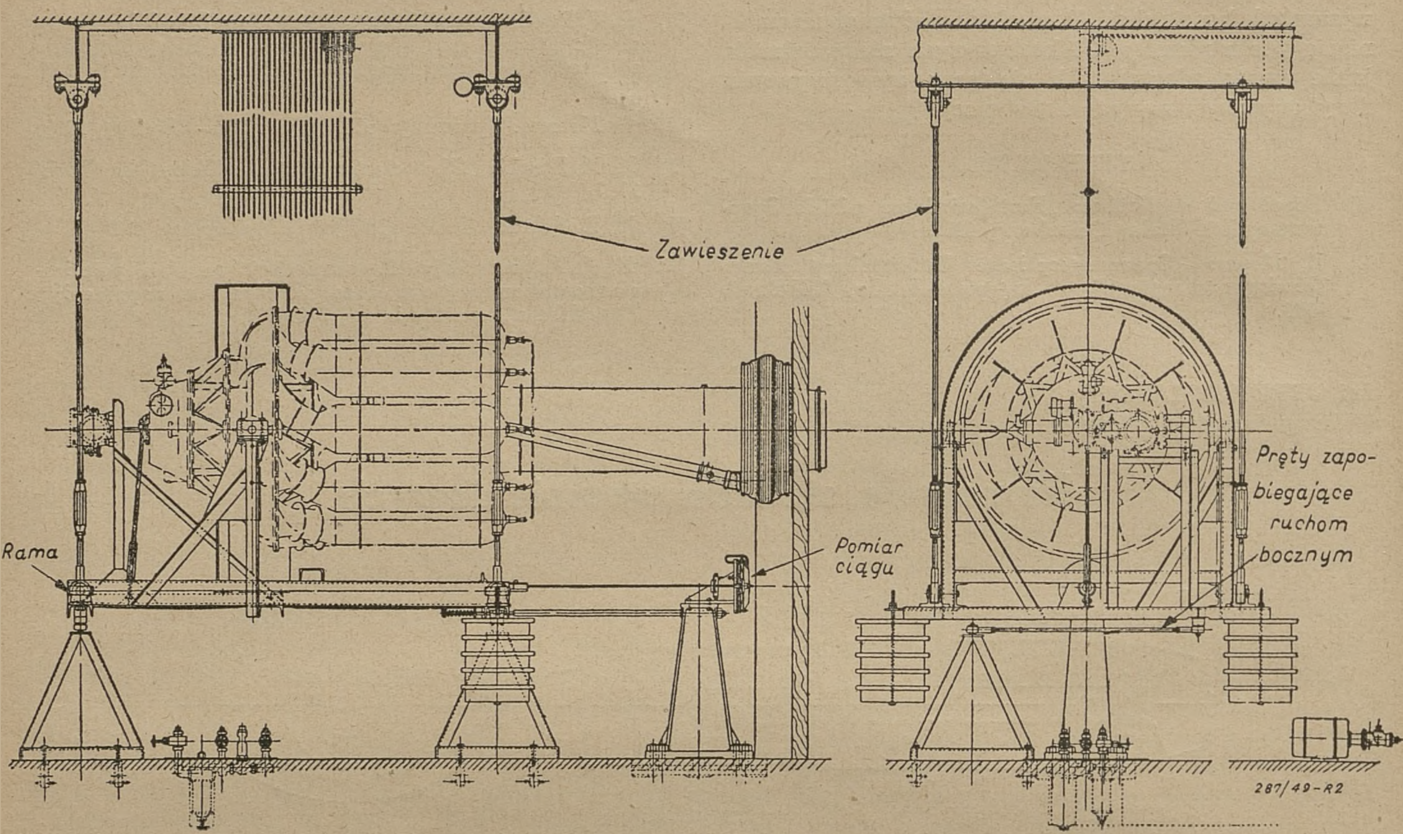
Z tych dwu faktów wypływa praktyczny wniosek, że badanie silnika strumieniowego jest w znacznym stopniu ułatwione. Istotnie: odpada tu dość kłopotliwe określanie mocy przez pomiar momentu na wale silnika, a poza tym nie ma potrzeby stosowania indykatora, gdyż wystarczy odpowiednia ilość punktów pomiarowych dla określenia zmian stanu czynnika wzdłuż jego drogi.

Z powyższego nie wynika jednakże, że badania silników strumieniowych nie nastręczają trudności. Duży stopień doskonałości, jaki silniki te osiągnęły, stawia poważne wymagania jeśli chodzi o dokładność pomiarów, ta zaś nie zawsze jest łatwa do osiągnięcia. Tak np. pomiar temperatury przy pomocy termopar, w zasadzie bardzo prosty, przedstawia w praktyce poważne trudności, których pokonanie wymaga wielkiego doświadczenia i wielkiego nakładu pracy.

Instalacje do badań silników strumieniowych dzielą się na dwie grupy. Pierwsza z nich obejmuje instalacje typu przemysłowego — nazwijmy je krótko hamowniami — których celem jest sprawdzanie wyprodukowanych egzemplarzy. Drugą grupę stanowią wszelkie instalacje typu laboratoryjnego, przeznaczone do badań specjalnych, mających na celu sprawdzenie zachowania się silnika w warunkach innych niż normalne; do zadań tych instalacji należy poza tym badanie prototypów oraz wszelkie próby mające na celu udoskonalenie silnika.

Celem artykułu jest krótkie omówienie pierwszej z tych dwu grup, mianowicie hamowni typu przemysłowego.

Na marginesie warto zaznaczyć, że linia podziału między hamowniami typu przemysłowego a badawczego nie jest zbyt łatwa do określenia, gdyż poszczególne wytwórnie prowadzą również szersze badania na własną rękę. Zjawisko to występuje tu w formie o wiele bardziej jaskrawej niż przy silnikach tłokowych, w czym nie ma nic dziwnego, jeśli zważyć, że silniki strumieniowe są jeszcze dalekie od kresu swego rozwoju.



Rys. 2. Stanowisko wahadłowe.

W ten sposób fabryki, obok hamowni służących tylko i wyłącznie do prób odbiorczych, posiadają również istalacje, nazwijmy je przemysłowo-badawczymi, służące do doświadczeń na większą skalę.

W hamowniach przemysłowych mierzy się zazwyczaj następujące wielkości:

1. Ciąg.
2. Obroty.
3. Zużycie paliwa.
4. Temperaturę za turbiną oraz przed i za sprężarką.
5. Ciśnienie sprężania.
6. Wydatek powietrza [1]).
7. Wszelkie wielkości związane z prawidłowością funkcjonowania mechanizmów, tzn. ciśnienie oleju i jego temperaturę, ciśnienie wtrysku paliwa itp.

Zagadnienie pomiaru ciągu łączy się ściśle z budową stanowiska, na którym umieszczony jest silnik. Silnik ten musi być oczywiście zamocowany w sposób przesuwny. Można to osiągnąć w dwojaki sposób — przez umieszczenie go na wózku lub przez zawieszenie go na stanowisku wahadłowym.

Jako przykład pierwszego rozwiązania niech posłuży stanowisko niemieckie, używane do prób odbiorczych silników Jumo 004 i przedstawione schematyczne na rys. 1. Wózek *A*, na którym umieszczony jest silnik, posiada cztery kółka na łożyskach kulkowych, poruszające się po gładkich torach *B* o przekroju kołowym. Tory te umieszczone są na czterech stojakach *C*, takiej wysokości, aby dostęp do silnika był łatwy. Na podkreślenie zasługuje tu łatwość, z jaką silnik może być umieszczony na stanowisku i zdejmowany z niego. Uzyskano ją dzięki umocowaniu silnika w specjalnej ramie *D*, wraz z którą można go bardzo łatwo zdjąć dźwigiem ze stanowiska.

Przy pomocy specjalnych uchwytów *E* mocuje się ramę na wózku w sposób bardzo prosty i szybki.

Stanowiska typu wahadłowego mogą posiadać postać bardzo różną, podobnie zresztą jak i stanowiska wózkowe.

Jedno z licznych rozwiązań przedstawia rys. 2. Silnik spoczywa na ramie, zawieszonej na czterech odpowiednio długich prętach. Pręty te zamocowane są przegubowo na obu końcach, przy czym wszystkie przeguby wyposażone są w łożyska kulkowe. Odpowiedni układ dźwigien pod ramą zapobiega jej przesunięciom bocznym.

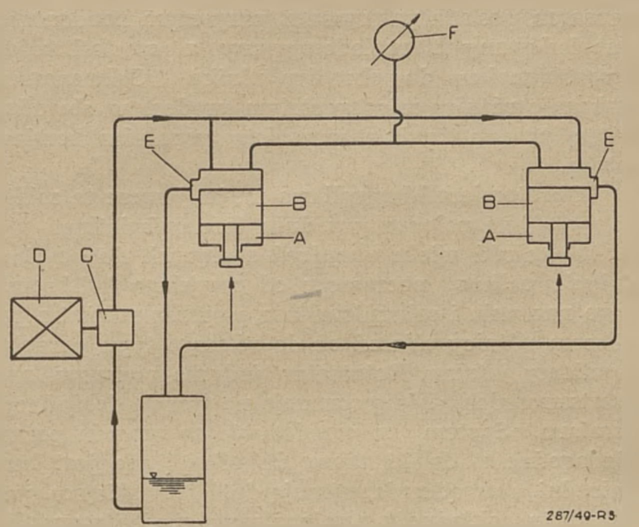
Przejdźmy do *zagadnienia pomiaru ciągu.* Stosowane są dwa systemy urządzeń pomiarowych:

1. wagi sprężynowe lub inne,
2. dynamometry hydrauliczne.

Pierwszy z tych dwóch systemów, mimo że odegrał pewną rolę w początkowym okresie rozwoju silników strumieniowych, został obecnie całkowicie zarzucony z powodu licznych niedogodności, jakie przedstawia.

Należą do nich: łatwość wpadania w rezonans, konieczność częstego wzorcowania, wszelkie niewygody związane z dość dużymi wymiarami tych urządzeń oraz niemożność dokonywania pomiarów na odległość.

[1]) Pomiar ten wchodzi raczej w zakres badań laboratoryjnych i dlatego w większości hamowni przemysłowych nie jest stosowany.

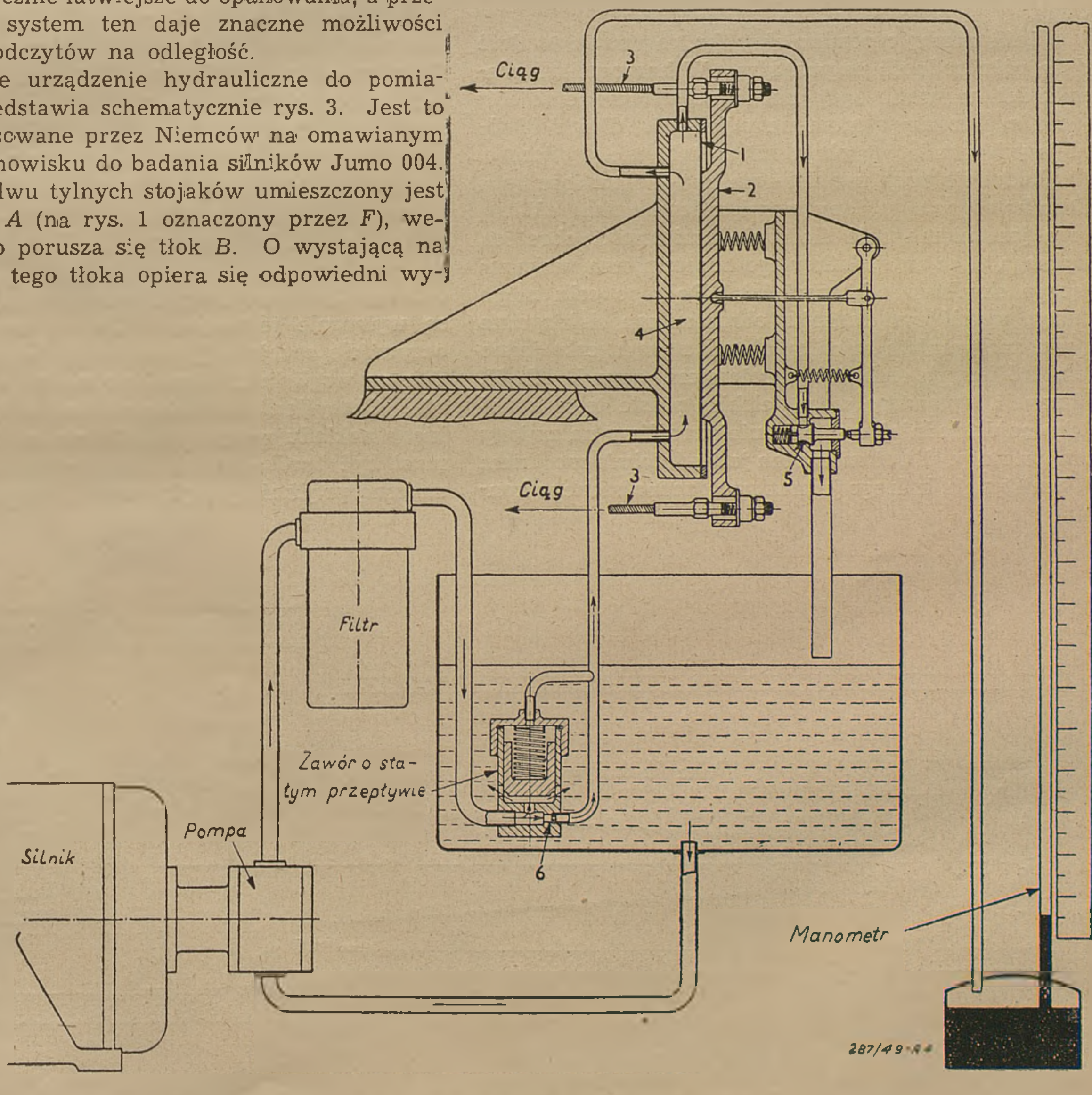


Rys. 3. Schemat hydraulicznej instalacji do pomiarów ciągu na stanowisku do badania silników JUMO 004.

Wad powyższych nie posiadają systemy hydrauliczne: instalacja taka zajmuje niewiele miejsca, drgania są tutaj znacznie łatwiejsze do opanowania, a przede wszystkim system ten daje znaczne możliwości dokonywania odczytów na odległość.

Najprostsze urządzenie hydrauliczne do pomiarów ciągu przedstawia schematycznie rys. 3. Jest to urządzenie stosowane przez Niemców na omawianym poprzednio stanowisku do badania silników Jumo 004. Na każdym z dwu tylnych stojaków umieszczony jest mały cylinder *A* (na rys. 1 oznaczony przez *F*), wewnątrz którego porusza się tłok *B*. O wystającą na zewnątrz część tego tłoka opiera się odpowiedni występ ramy wózka przy jego ruchu ku przodowi. Pompka olejowa *C*, napędzana przez silnik elektryczny *D* utrzymuje olej w ciągłym obiegu. Ciśnienie panujące wewnątrz cylindrów *A* równoważy ciąg silnika. Ciśnienie to zależne jest od przysłonięcia szczeliny *E* przez tłok *B*. Jeżeli ciąg ulegnie zwiększeniu to tłok *B* przysłoni nieco bardziej szczelinę *E*, ciśnienie wzrośnie i w ten sposób ustali się nowy stan równowagi. Przy zmniejszeniu ciągu nastąpi zjawisko odwrotne. Manometr *F*, wskazujący ciśnienie oleju w cylindrach *A*, wyskalowany jest bezpośrednio w *kG* ciągu silnika i umieszczony w kabinie obserwatora.

Rys. 4 przedstawia inny przykład urządzenia hydraulicznego do pomiarów ciągu, znacznie udoskonalonego w porównaniu z poprzednim. (Jest to urządzenie stosowane swego czasu przez Power Jets). Rama stanowiska wywiera nacisk za pośrednictwem cięgien *3* na przeponę *1* wykonaną z gumowanej tkaniny. W przestrzeni *4*, podobnie jak w cylindrach poprzednio omawianego urządzenia, istnieje ciągły przepływ oleju. Ciśnienie przepływającego przez przyrząd oleju regulowane jest przy pomocy zaworu *5*



Rys. 4. Urządzenie hydrauliczne do pomiarów ciągu.

związanego mechanicznie z przeponą *1*. Ciśnienie to jest oczywiście proporcjonalne do ciągu. Zawór *6* utrzymuje stały wydatek oleju, dzięki czemu ruchy zaworu *5* są bardzo nieznaczne, co z kolei wpływa na czułość przyrządu. Duże pole powierzchni przepony zmniejsza ciśnienie, dzięki czemu można zastosować manometr rtęciowy, co oczywiście zwiększa dokładność pomiaru.

W związku z omawianymi urządzeniami hydraulicznymi do pomiarów ciągu warto wspomnieć o urządzeniu znanym pod nazwą „Statimeter", które zdobyło dużą popularność w W. Brytanii. Urządzenie to jest bardzo proste. Zasadniczą jego częścią jest pierścieniowatego kształtu pęcherz gumowy, ściskany siłą ciągu silnika. Pęcherz ten połączony jest z manometrem. Ciśnienie cieczy wewnątrz pęcherza zależy oczywiście od ciągu. Urządzenie to różni się od poprzednio omawianych tym, że nie ma tu stałego przepływu cieczy. Dokładność urządzenia — bardzo duża: *± 1,5%*.

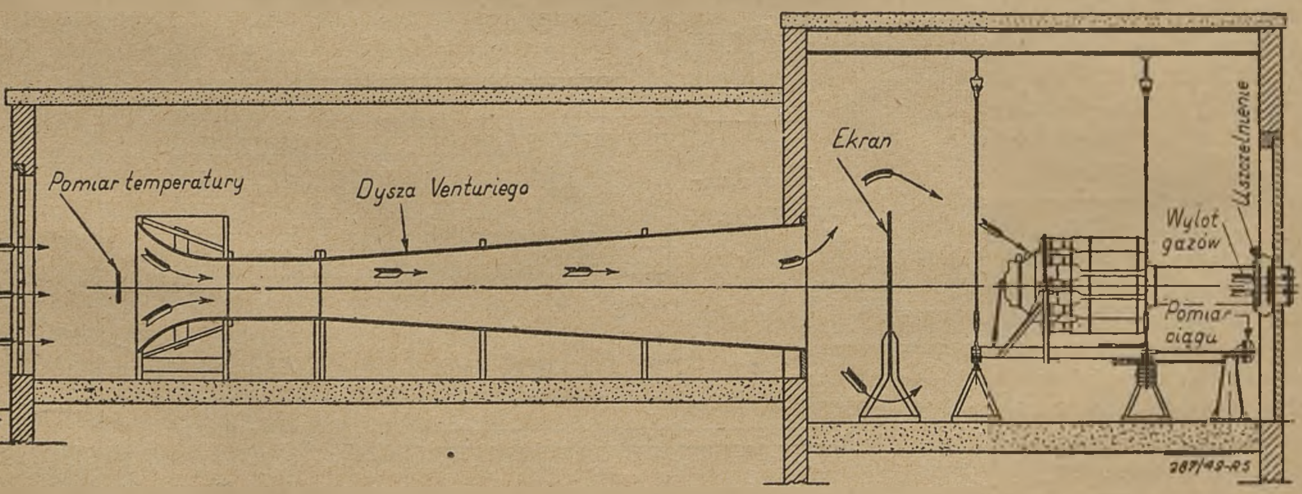
Omówione powyżej systemy nie wyczerpują rzecz prosta całości zagadnienia, dają jednak pojęcie o ogólnych zasadach budowy przyrządów do pomiarów ciągu.

Jeśli chodzi o *pomiar obrotów*, to panuje tu dość duża różnorodność przyrządów. W hamowniach niemieckich używane były normalne obrotomierze lotnicze z przekazywaniem na odległość. Dla dokładniejszych pomiarów obrotomierz taki nie wystarcza. Najdokładniejszym urządzeniem jest obrotomierz typu licznikowego, sprzężony z sekundomierzem. Wadą jego jest niemożność śledzenia zmienności obrotów, wymaga więc on dodatkowego obrotomierza, wskazującego chwilowe ich wartości. Do tego celu mogą służyć wszelkiego rodzaju obrotomierze elektryczne z przekazywaniem na odległość np. z prądniczką jedno lub trójfazową, lub też obrotomierz typu B. T. H. Maxwell, cytowany w angielskiej prasie technicznej jako najdokładniejszy i najmniej wrażliwy na zmiany temperatury. Obrotomierz ten jest właściwie mostkiem Wheatstone'a, którego jedno ramię, zaopatrzone w kondensator, posiada przerywacz, przy czym kondensator jest ładowany i rozładowywany z częstotliwością proporcjonalną do obrotów silnika. Galwanometr wskazuje różnicę między stałym prądem w obwodzie bateryjnym a średnią wartością impulsów kondensatora.

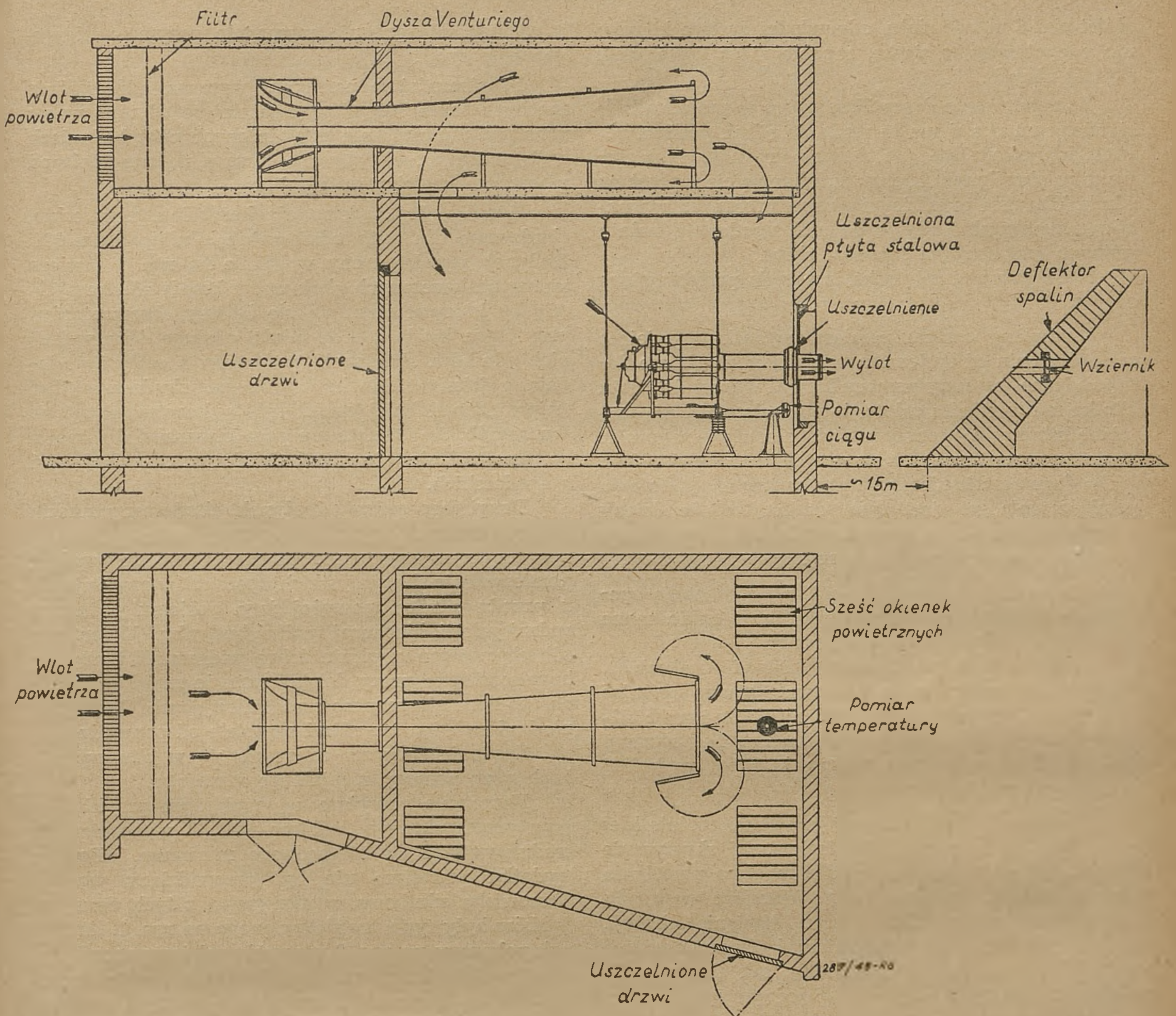
Obrotomierz Maxwell ma m. in. jeszcze tę zaletę, że może być połączony z dużą tarczą świetlną.

Z pośród wielu *urządzeń służących do pomiaru zużycia paliwa*, począwszy od zwykłego kalibrowanego naczynia i sekundomierza, poprzez zwężki z pomiarem różnicy ciśnień aż do różnego typu przepływomierzy jak np. Rotameter, jedynie pierwsze, najprostsze z nich, daje gwarancję naprawdę dokładnego pomiaru. System ten przedstawia co prawda pewne niedogodności dzięki temu, że odczyt nie jest bezpośredni, a urządzenia zajmują dość dużo miejsca, jednak duża dokładność pomiaru wynagradza wszystkie te braki. Oczywiście w wypadku latającego stanowiska badawczego zainstalowanie zbiornika kalibrowanego przedstawia trudności. W tym wypadku używa się przepływomierza np. typu Rotameter.

Dokładny *pomiar temperatury* jest chyba najtrudniejszym zagadnieniem z jakim spotyka się eksperymentator w dziedzinie silników strumieniowych. Stosowane są naogół dwa systemy pomiarowe tzn. termometry oporowe i termopary. Termometry oporowe, bardzo różnorodnej konstrukcji, używane są zazwyczaj do pomiarów temperatur powietrza na wlocie oraz w poszczególnych punktach sprężarki z tym, że przy wyższych temperaturach używane bywają również i termopary. Jeśli chodzi o temperatury w komorach spalania oraz temperatury przed i za turbiną, a także w dyszy wylotowej, to stosowane są wyłącznie termopary. Termopary te wymagają oczywiście specjalnej konstrukcji, w pierwszym rzędzie ze względu na usunięcie wpływu promieniowania. Obmyślenie odpowiedniej osłony wymaga wielkiego nakładu pracy. Niezależnie od tego termopara musi być bardzo mocnej konstrukcji ze względu na znaczną prędkość przepływających gazów.



Rys. 5. Pomiar wydatku powietrza przy pomocy dyszy *Venturiego*.



Rys. 6. Pomiar wydatku powietrza przy pomocy dyszy *Venturiego.*

Trudności związane z osiągnięciem należytego stopnia dokładności pomiaru zostały już w znacznej mierze opanowane, że jednak nie były one błahe świadczy najlepiej fakt, że np. Niemcy do końca wojny nie zdążyli rozwinąć należytej techniki pomiarowej i zazwyczaj zadowalali się pomiarem temperatury w jednym tylko miejscu — w dyszy wylotowej.

Pomiar ciśnień nie przedstawia specjalnych trudności. Stosowane są wszelkie typy manometrów. Bardzo pomyślną okolicznością jest fakt, że ciśnienia panujące w silnikach strumieniowych nie są wielkie, można więc stosować dokładne manometry rtęciowe, które mogą być włączone wprost lub różnicowo. Jedyną trudnością przy pomiarze ciśnienia statycznego w przepływającym strumieniu jest konieczność wiercenia otworków w kanale, dokładnie w kierunku prostopadłym do kierunku prądu.

W związku z zagadnieniem przyrządów pomiarowych należy zwrócić uwagę na bardzo doniosły moment, mianowicie na konieczność częstego wzorcowana ich. Dla osiągnięcia należytej dokładności pomiarów wzorcowanie to powinno odbywać się w odpowiednich, stałych odstępach czasu. Dotyczy to w pierwszym rzędzie przyrządów do pomiaru temperatur i ciągu, oraz obrotomierzy.

Wydatek powietrza mierzony jest albo przez określenie rozkładu prędkości w przewodzie albo, o wiele częściej, przy pomocy dysz Venturiego, wyskalowanych przez zbadanie rozkładu prędkości.

Przykłady zainstalowania dyszy *Venturiego* przedstawiają rys. 5 i 6. Komora, wewnątrz której znajduje się silnik jest uszczelniona tak, że całość pobieranego przez silnik powietrza musi przechodzić przez dyszę *Venturiego.*

Przekrój tej dyszy jest kwadratem o boku ok. *0,5 m* w najwęższym miejscu. Długość jej wynosi ok. *6 m* Aby powietrze dopływające do dyszy *Venturiego* miało kierunek osiowy, umieszcza się przed nią w odle-

głości ok. *1,5 m* od wlotu, odpowiedni system kierownic, zaopatrzony w siatkę, zapobiegającą dostawaniu się ciał obcych.

Zainstalowanie dyszy *Venturiego* w sposób przedstawiony na rys. 5 ma tę wadę, że silnik pobiera powietrze, posiadające już pewną prędkość i skierowane w określonym kierunku, mianowicie wprost na silnik. Warunki te odbiegają, rzecz prosta, od warunków normalnych i aby je do nich upodobnić, należy wstawić widoczny na rysunku ekran.

Niedogodności tej unika instalacja przedstawiona na rys. 6.

Omawiany system pomiaru wydatku powietrza w odróżnieniu od systemów, w których powietrze doprowadzane jest przy pomocy kanału wprost do wlotu silnika ma tę wielką zaletę, że pozwala na łatwą wymianę silnika, a poza tym wybitnie ułatwia pomiar wydatku powietrza silników ze sprężarką dwustronną. Wadą jego jest konieczność starannego uszczelnienia pomieszczenia, co jest tym trudniejsze, że ściany z cegieł okazały się przepuszczalnymi i wymagają uszczelnienia przy pomocy specjalnych roztworów.

Wielkości objęte punktem 7 nie wymagają specjalnego omówienia. Używane są tu wszelkie znane i stosowane gdzie indziej przyrządy.

Poświęćmy nieco miejsca *kwestii budynków*. Budynki przeznaczone na hamownie muszą spełniać dwa ważne warunki: dogodność montażu i prób silnika oraz bezpieczeństwo obsługi. Ta ostatnia umieszczona jest z reguły poza komorą, w której znajduje się silnik.

Operator, który zazwyczaj jest równocześnie kierownikiem próby, pracuje w izolowanej akustycznie kabinie. Znajdujące się przed nim okno umożliwia mu obserwację silnika w ruchu. Wszelkie przyrządy dla kontroli pracy silnika oraz dźwignie obsługi, światła sygnalizacyjne itp. powinny być rozmieszczone w sposób jak najbardziej dogodny, tak aby najważniejsze z nich można było objąć jednym rzutem oka, a obsługa dźwigni nie wymagała przyjęcia niewygodnej pozycji.

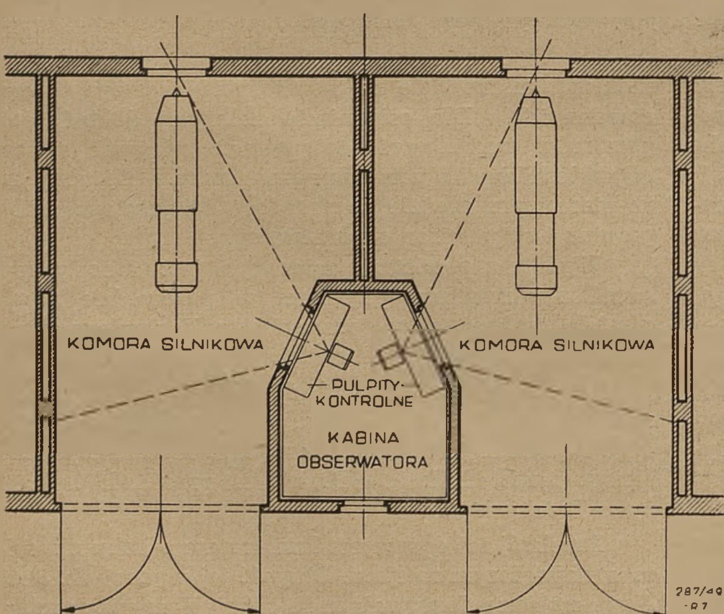
Bezpieczeństwo personelu wymaga odpowiednio mocnych ścian budynku. Niezależnie od tego wskazane jest umieszczenie zatrudnionych przy badaniach osób w ten sposób, aby znajdowały się one zdala od płaszczyzn części wirujących.

Rys. 7 i 8 przedstawiają hamownie niemieckie, zbudowane dla prób odbiorczych silnika Jumo 004. Budynek przedstawiony w planie na rys. 7 zawiera szereg umieszczonych obok siebie komór silnikowych, między którymi znajdują się kabiny obserwatorów, przy czym każda z nich mieści obsługę dwu sąsiednich silników. Budynek, wykonany z cegły i posiadający ściany normalnej grubości, zbudowany był najprawdopodobniej ze względów bezpieczeństwa w ten sposób, że zewnętrznie poza otworami dla spalin w tylnej ścianie, nie różnił się niczym od zabudowań gospodarskich.

Drugi tego rodzaju budynek, zbudowany zresztą w tych samych zakładach, przedstawiony jest na rys. 8. Układ hamowni różni się tu tym, że wspólne pomieszczenie dla wszystkich operatorów znajduje się z przodu silnika, powyżej jego poziomu i tworzy rodzaj galerii, biegnącej wzdłuż budynku. W ten sposób obserwator uzyskuje dobrą widoczność i większe bezpieczeństwo pracy dzięki temu, że znajduje się on daleko poza płaszczyzną części wirujących. Zewnętrznie budynek ten nie różnił się wiele od poprzedniego.

Zasilanie paliwem odbywało się w obu wypadkach przy pomocy specjalnego rurociągu.

Hamownie powyższe są wybitnym przykładem typu przemysłowego „odbiorczego", z wyposażeniem zredukowanym do niezbędnego minimum. Pomiar wydatku powietrza nie był przewidziany wogóle. Stanowiska silnikowe w pierwszym z tych dwu budynków były typu przedstawionego na rys. 1. Budynek pokazany na rys. 8 przewidywał inny sposób zamocowania silnika, mianowicie podwieszenie go na stanowisku typu wahadłowego, zawieszonym na dźwigarach wmurowanych w boczne ściany pomieszczenia. Pomieszczenie dla obserwatorów łączy się z poszczególnymi komorami silnikowymi za pośrednictwem schodów.

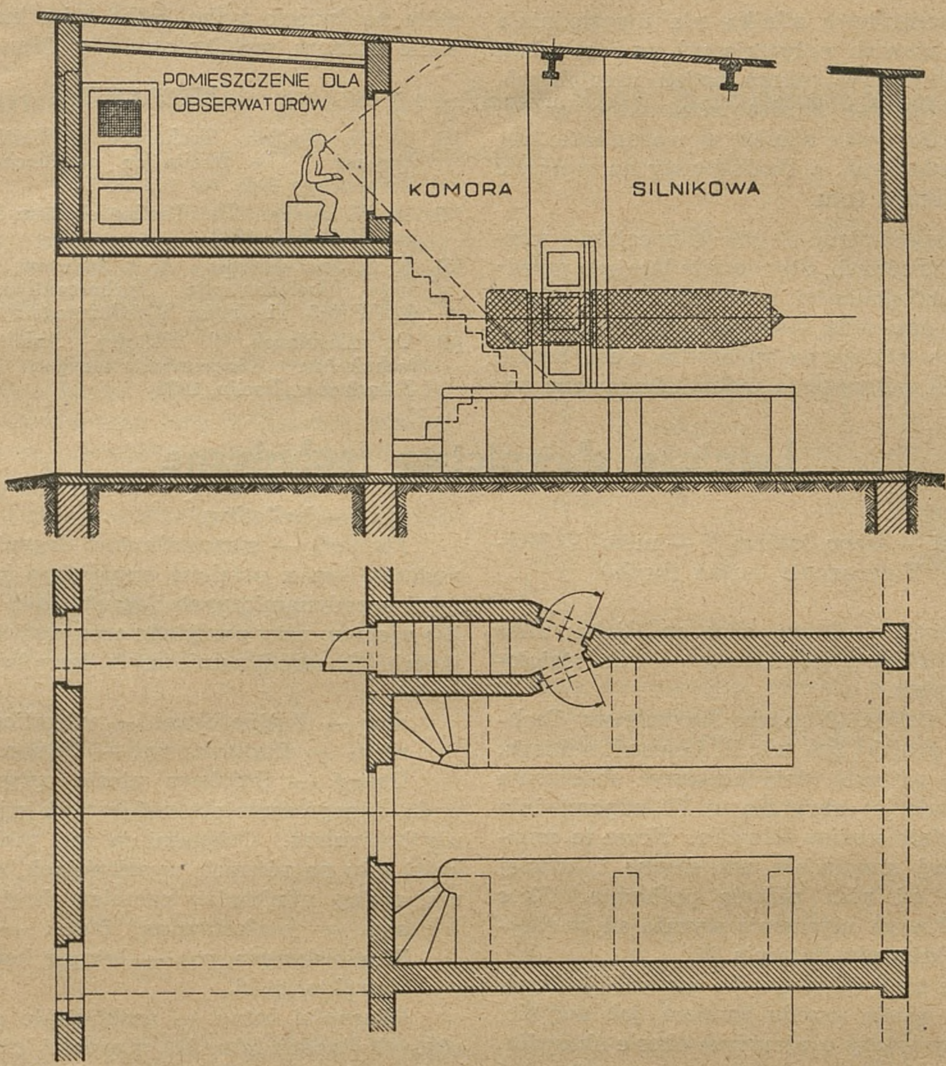


Rys. 7. Plan hamowni silników JUMO 004.

Kabiny obserwatorów tworzą rodzaj galerii biegnącej wzdłuż budynku, do której prowadzą dwie klatki schodowe z obu jego końców. W poszczególnych pomieszczeniach dla silników przewidziane były dwa podesty po obu stronach silnika, ułatwiające dostęp do niego.

Zarówno w jednym jak i w drugim budynku wszelkie przyrządy oraz dźwignie obsługiwane przez obserwatora, zgrupowane były na wykonanych z desek pulpitach bardzo prostej konstrukcji, umieszczonych bezpośrednio przed oknami obserwacyjnymi.

Budynki, pokazane na omawianych już rysunkach 5 i 6, przedstawiają typy bardziej udoskonalone, przewidujące również pomiar wydatku powietrza i bardziej dokładny pomiar ciągu. Obserwator umieszczony jest na poziomie silni-



Rys. 8. Inna wersja budynku hamowni silników JUMO 004.

ka, a jego okno znajduje się w bocznej ścianie hamowni.

Należy zauważyć, że wszystkie omawiane przykłady pochodzą z okresu wojny, i że nie reprezentują one obecnego stanu rzeczy.

Z zagadnieniem budynków przeznaczonych na hamownie wiąże się ściśle zagadnienie usytuowania ich, przy czym grają tu rolę dwa czynniki, tzn. uchronienie okolicznych terenów przed niedogodnościami związanymi z bliskością hamowni oraz oszczędność miejsca. Jeśli chodzi o pierwszą z tych dwu kwestii, to chodzi tu przede wszystkim o hałas. W związku z tym hamownie takie stawia się o ile możności na uboczu, poza tym w hamowniach nowszego typu stosowane są tłumiki.

Poza hamownią istnieje spory obszar zupełnie nie do wykorzystania z racji bezpośredniego działania strumienia gorących gazów. W celu zaoszczędzenia tego miejsca stosuje się tzw. deflektory spalin. Przykład takiego deflektora widzimy na rys. 6.

Radykalnym rozwiązaniem wszystkich tych problemów jest hamownia podziemna, która pozwala na zredukowanie do minimum hałasu oraz zajmowanego terenu, gdyż naziemne części instalacji (wlot powietrza i komin) zajmują bardzo ograniczoną powierzchnię.

Sprawą specjalnej wagi jest zaopatrzenie hamowni w paliwo. Różnica w stosunku do hamowni silników tłokowych polega na tym, że silniki strumieniowe są jednostkami zużywającymi wielkie ilości pal wa. Magazynowanie jego przedstawia poważny problem. Wprawdzie nafta jest materiałem znacznie bezpieczniejszym od benzyny, jednakże w ostatnich czasach przeprowadza się również próby pracy silników na benzynie. Ma to na celu uniezależnienie silnika od chwilowego braku nafty, co np. w warunkach wojennych jest zawsze możliwe.

Ze względów bezpieczeństwa ilość paliwa, znajdującego się w hamowni powinna być ograniczona do jednorazowego zapotrzebowania. Paliwo to znajduje się w specjalnym zbiorniku, połączonym z silnikiem, przy czym najprostszym systemem zasilania jest zasilanie opadowe. Główne zbiorniki połączone z hamownią przewodami rurowymi powinny być ze zrozumiałych powodów umieszczone zdala od hamowni, z reguły pod ziemią, przy czym należy zwrócić uwagę na łatwość dowożenia paliwa.

Badania przemysłowe silnika nie uwzględniają oczywiście wielu zjawisk wpływających na jego pracę. Zjawiska te wchodzą w zakres badań specjalnych, które mogą obejmować bardzo różnorodne próby, począwszy od prób pracy silnika w warunkach tropikalnych, czy polarnych, a skończywszy na wpływie wysokości i prędkości lotu.

To ostatnie zagadnienie należy do specjalnie ważnych i specjalnie trudnych. Stanowiska latające przedstawiają wiele niedogodności, których uniknąć można jedynie budując naziemne instalacje badawcze. Miarą trudności jakie istnieją na tej drodze niech będzie fakt, że do chwili zakończenia wojny zbudowana została na świecie tylko jedna taka instalacja, mianowicie komora wysokościowa w Monachium.

LITERATURA.

[1] D. N. Walker. Technique of Testing Gas Turbine Engines. The Institution of Mechanical Engineers. Proceedings 1945 Vol 153 Nr 1.

[2] A. W. Judge. The Testing of Aero Engines Champan and Hall Ltd. 1947.

[3] E. S. Szczietinkow i A. I. Smirnow. Ekspierimientalnoje Issledowanije Turboreaktiwnogo Dwigatiela BMW 003. Tiechnika Wozdusznogo Flota Nr 10, 1946.

[4] O. Knoblauch. K. Hencky. Anleitung zur genauen technischen Temperaturmessungen R. Oldenbourg. München u. Berlin, 1926.

Lotnicze słownictwo techniczne

Wznios (skrzydła)

ang. dihedral — franc. lateral V — niem. V-Stellung — ros. V-obraznaja forma (kryła).

Skos (skrzydła)

ang. sweepback — franc. ailes en flèche; ailes fuyantes — niem. Pfeilstellung — ros. strieło-obraznaja forma.

Do redakcji działu „Lotnicze Słownictwo Techniczne" wpłynął projekt kol. inż. R. Lewandowskiego, który proponuje zastąpić dotychczasowe oznaczenia „skrzydło w strzałę" i „skrzydło w V" odpowiednio przez *skos* względnie *wznios* skrzydła. Nowe te oznaczenia są bardziej zrozumiałe niż dawne i łatwiej można stworzyć od nich pojęcia pochodne. Skos i wznios skrzydeł wzgl. usterzenia wyraża się w stopniach. Np. skos krawędzi natarcia 35°.

Nazwa ta nie traci też sensu dla skrzydeł, których końce wysunięte są do przodu zamiast, jak zwykle, do tyłu. Mówimy wtedy o ujemnym skosie skrzydła. W przeciwieństwie do tego wyrażenie „ujemna strzała" pozbawione jest logicznego sensu.

DALSZE OZNACZENIA Z AERODYNAMIKI I MECHANIKI LOTU

Fala dźwiękowa — zjawisko przemieszczania się małych zmian ciśnienia w ośrodku ściśliwym.

ang. — acoustic wave, franc. — onde acoustique, niem. — Schallwelle, ros. — zwukowaja wołna.

Fala uderzeniowa — zjawisko gwałtownej zmiany ciśnienia w ośrodku ściśliwym przy przepływie naddźwiękowym. Fala uderzeniowa tworzy się przy nieciągłym zmniejszeniu prędkości przepływu.

ang. — shock wave, franc. — onde de choc, niem. — Verdichtungsstoss, ros. — udarnaja wołna.

Fala czołowa — fala uderzeniowa powstająca przed przeszkodą przy przepływie naddźwiękowym.

ang. — bow wave, franc. — onde de choc du bord d'attaque.

Trzepotanie — nieregularne drgania części samolotu wywołane i podtrzymywane bezpośrednio przez zawirowania powietrza spowodowane nieregularnym opływem dookoła innych części samolotu.

Najczęściej spotykane jest trzepotanie usterzenia leżącego w obszarze zawirowań płatów nośnych.

ang. — buffeting, franc. — buffeting, battement, ros. — bafieting.

Flatter[1]) — samowzbudne drgania, występujące podczas lotu z ustaloną prędkością kiedy suma tłumień aerodynamicznych i sprężystych jest równa zeru lub ujemna, przy uwzględnieniu wszystkich sił działających, tj. aerodynamicznych, bezwładności i sprężystości.

ang. — flutter, franc. — vibration aeroélastique, niem. — Flattern, ros. — fłatter.

Osiągi — ilościowe ujęcie optymalnych możliwości danego samolotu związanych z jego normalnym użytkowaniem. Osiągami są np.: maksymalne prędkości lotu na różnych wysokościach, długość lądowania, zasięg, minimalny promień skrętu itp.

ang. — performance, franc. — performances, Flugleistungen, ros. — letnyje kaczestwa, letnyje charakteristiki.

Własności lotne — zachowanie się samolotu w różnych stanach lotu. Do własności lotnych zaliczamy: stateczność, sterowność, prawidłowość wykonywania akrobacji itp.

ang. — flying qualities, franc. — qualité de vol, niem. — Flugeigenschaften, ros. — letnyje swojstwa.

Stateczność — zdolność samolotu do utrzymywania bez udziału pilota ustalonego stanu lotu i powrotu do niego gdy samolot został z tego stanu wytrącony.

Można ją mierzyć szybkością zanikania wywołanych zakłóceń ruchu samolotu i (albo) ich wielkością.

ang. — stability, franc. — stabilité, niem. — Stabilität, ros. — ustojcziwost'.

Sterowność — zdolność samolotu do wykonywania manewrów zgodnie z rozmyślnym oddziaływaniem na organy sterowe.

Można ją mierzyć stosunkiem wywołanej zmiany ruchu samolotu do zmiany w układzie sterowym.

ang. — controllability, franc. — maniabilité statique, manoeuvrabilité, niem. — Steuerbarkeit, ros. — uprawlajemost'.

Zwrotność — zdolność samolotu do wykonywania w określonym czasie określonych manewrów, przewidzianych dla danego samolotu w wymaganiach taktyczno-technicznych.

ang. — manoeuvreability, franc. — maniabilité, niem. — Flugwendigkeit, ros. — maniewriennost'.

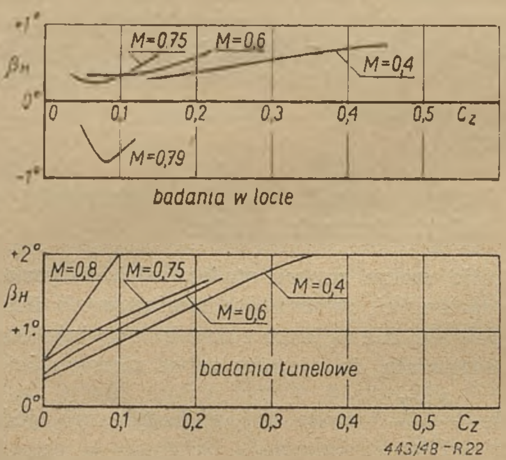
[1]) Nazwa ta nie ma polskiego odpowiednika.

H. DAVIES, M. Sc., A.F.R. Ae. S.

Badania w locie przy prędkościach poddźwiękowych

(dokończenie)

Dotychczas były omawiane zmiany w stateczności z drążkiem trzymanym przy różnych liczbach Macha. Oczywiście zachodzą również odpowiednie zmiany sił na drążku i stateczności z drążkiem wolno puszczonym. Te zmiany są znacznie bardziej złożone niż przy stateczności z drążkiem trzymanym, gdyż duży wpływ mają tu pokaźne różnice we współczynniku momentu zawiasowego przy dużych liczbach *Macha*, a także i zmiany c_{mo}, środka aerodynamicznego, pochylenia krzywej nośności oraz kąta odchylenia strug na usterzeniu. Zmiany wielkości b_1, b_2, b_3 z liczbą

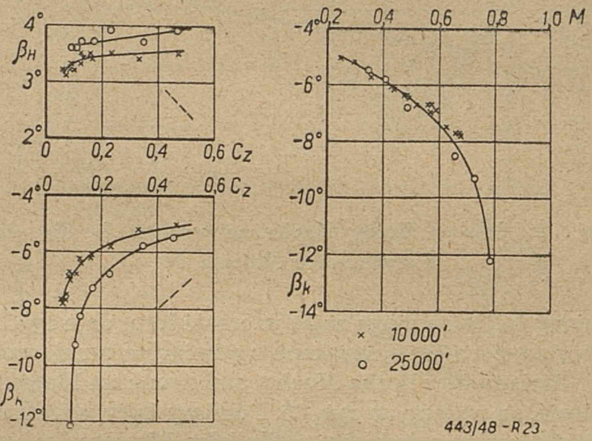


Rys. 22. Vampire I. Wychylenie steru wysokości konieczne do wyważenia samolotu. U góry wyniki badań w locie, u dołu wyniki badań tunelowych.

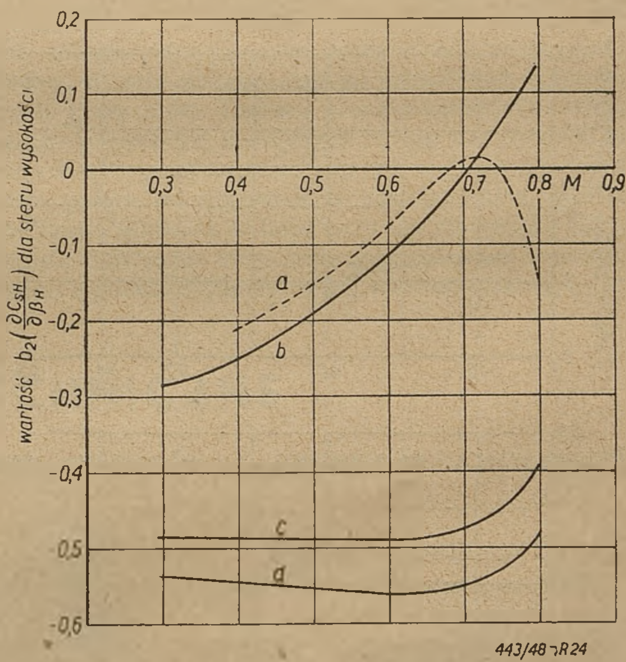
Macha mogą być tak znaczne, że zmiany w stateczności z drążkiem puszczonym mogą zachodzić w zupełnie innym kierunku niż przy stateczności z drążkiem trzymanym. Jest to pokazane na rys. 18, gdzie duże zmniejszenie w stateczności statycznej z drążkiem trzymanym na Meteorze zachodzi przy dużej liczbie *Macha,* jednocześnie z dużym wzrostem stateczności z drążkiem puszczonym (np. w przypadku $\frac{d\beta_H}{dc_z}$).

Fakt, że zmiany stateczności z drążkiem puszczonym są związane raczej ze ściśliwością niż z innymi czynnikami wynika z trzeciego wykresu na rys. 18, gdzie kąt wychylenia klapki wyważającej β_K jest wykreślony w zależności od liczby *Macha.*

Podobne zjawiska zachodzą przy samolocie Spitfire, jak to widać z rys. 23. W tym przypadku znaczny przyrost ujemnego kąta klapki wyważającej ze wzrostem liczby *Macha* zdawał się początkowo być spowodowanym dużym spadkiem skuteczności tej klapki (b_3). Niezależne badania wykazały jednak, że nie było większych zmian w b_3 aż do $M = 0{,}85$. Zmiany β_H zależne od liczby *Macha* są spowodowane zmianami b_1 i b_2. Niestety w czasie omawianych badań nie było

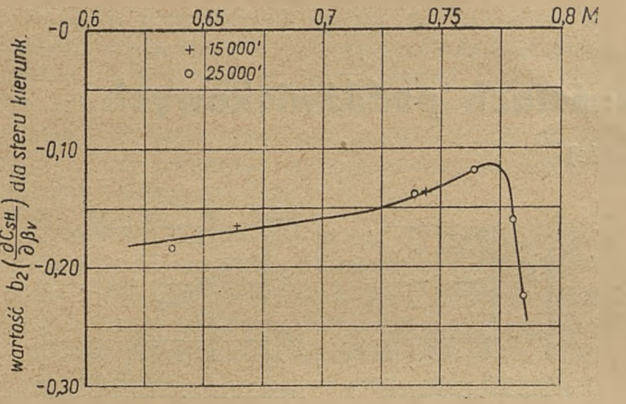


Rys. 23. Spitfire IX. Wychylenie steru wysokości i klapki potrzebne do wyważenia samolotu w locie. Obroty silnika *2850* obr/min, ciśnienie ładowania *230* mm Hg.
——— pochylenie krzywej odpowiadające dodatniej stateczności.



Rys. 24. Zmiana wielkości momentu zawiasowego steru wysokości w zależności od liczby Macha (z badań modelowych). a — ster wysokości o profilu EC 1240. b — wypukły ster wysokości o krawędzi spływu około 14°. c — płaski ster wysokości o krawędzi spływu 14°. d — płaski ster wysokości o krawędzi spływu 10°.

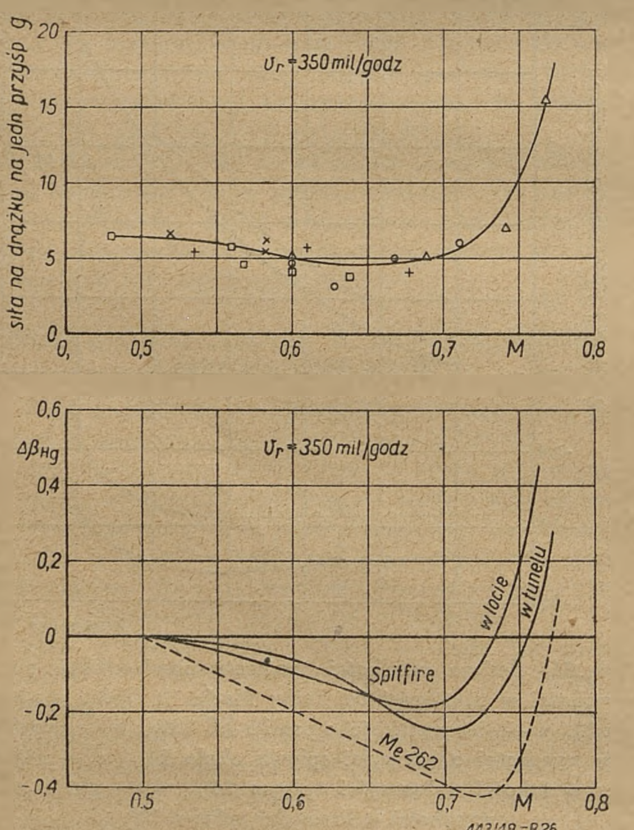
można zbadać zmian b_1 i b_2 oddzielnie. Może to tylko być wykonane przez pomiary wychyleń steru wysokości i klapki wyważającej dla szeregu kątów zaklinowania statecznika poziomego i szeregu położeń środka ciężkości, co jest dość uciążliwe do realizacji w locie przy dużej liczbie *Macha.* Pewien pogląd na



Rys. 25. Wpływ liczby Macha na wartość b_2 dla steru kierunkowego Meteora IV.

zmiany b_2, jakie mogą zajść w czasie lotu, daje rys. 24, który zawiera dane uzyskane z pomiarów tunelowych.

Zmiany b_2 z liczbą *Macha*, zmierzone na Meteorze w locie, są podane na rys. 25. Pomiary były wykonane przez dławienie jednego z silników Meteora w locie poziomym i mierzenie wychyleń steru kierunkowego oraz sił na orczyku potrzebnych dla utrzymania kąta odchylenia od kierunku lotu równego w przybliżeniu O. Ta raczej prymitywna metoda dała zadziwiająco dokładne wyniki.



Rys. 26. Zmiana zapasu sterowności z drążkiem trzymanym przy dużych liczbach Macha. Porównanie wyników badań w locie i tunelowych.

$\Delta\beta_{Hg}$ — zmiana kąta wychylenia steru wysokości na jednostkę przyśpieszenia g odniesiona do wartości odpowiadającej *M* = *0,5*.

6. 2. 3. Zapas sterowności przy dużych liczbach Macha.

Bezpośredni pomiar *zapasu sterowności* przy dużej liczbie *Macha* jest trudny i dotychczas wykonano niewiele badań budzących zaufanie.

Rys. 26 przedstawia wyniki osiągnięte na samolocie Spitfire. Widocznym jest, że początkowo zachodzi mały spadek siły na drążku na jednostkę przyśpieszenia *g*, następnie zaznacza się silniejszy wzrost. Podobny, początkowy spadek *zapasu sterowności* z następującym po nim dużym wzrostem ma miejsce na samolocie Me 262 (pomiary poprzednio wzmiankowane). Ten charakter zmian prawdopodobnie nie może mieć ogólnego znaczenia, jak to już było podkreślone. Zmiana *zapasu sterowności* (zwłaszcza przy drążku puszczonym) jest wynikiem całego szeregu różnych zjawisk.

Porównanie zmian ruchu drążka na jednostkę przyśpieszenia *g* na Spitfire pomierzone w locie oraz w tunelu na wielkie szybkości R. A. E. jest podane na rys. 26. Zgodność jest zdecydowanie dobra z uwagi na dużą ilość możliwych źródeł błędów w tego rodzaju badaniach.

6. 3. Ogólna charakterystyka stateczności przy dużych liczbach Macha.

Skutki zmian *zapasu stateczności statycznej, zapasu sterowności*, momentów zawiasowych itd. omówione powyżej nie są jeszcze zupełnie wyjaśnione. Jest rzeczą oczywistą, że ujemny zapas sterowności (czyli dodatnie $\frac{\partial \beta_H}{\partial c_z}$) może być niebezpieczny, jednakże skutki dużego ujemnego *zapasu stateczności statycznej* zespolone ze znacznym dodatnim *zapasem sterowności* — co może się zdarzyć — nie łatwo dadzą się przewidzieć.

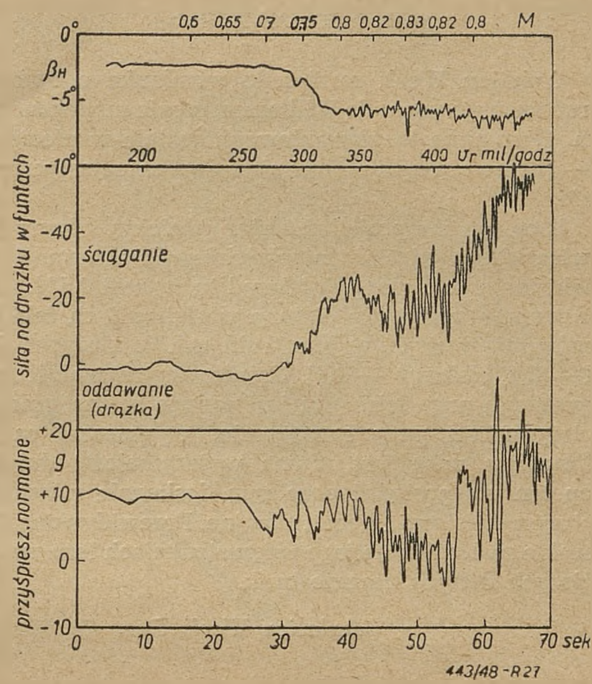
Podobnie oczywiste jest, że gdy wpływ ściśliwości na moment zawiasowy steru wysokości prowadzi do dodatniego b_2 przy dużej liczbie *Macha* to samolot jest niebezpieczny przy wielkiej prędkości. Jednakże granica do której może spadać (— b_2), zwłaszcza gdy towarzyszy temu wzrost b_1, nie jest znana.

Nie ma wątpliwości, że zmiany tego rodzaju mogą prowadzić do niedozwolonych warunków lotu. Bardzo wiele szybkich samolotów doznaje np. przy dużej liczbie *Macha* pewnego rodzaju drgań podłużnych, które trudno opanować i które w pewnych warunkach mogą być niebezpieczne. Wahania te zwykle mają okres rzędu 1 sekundy i towarzyszą im przyspieszenia aż do *3 — 4 g*. Zjawisko to wykazuje rysunek 27.

Przedstawia on wychylenia steru wysokości, siły na drążku i przyspieszenia normalne zaobserwowane na samolocie Mustang w czasie lotu nurkowego. W wielu wypadkach te wahania są bez wątpienia związane ze zmniejszaniem się liczbowej wartości b_2 i wzrostem b_1 co zachodzi przy dużej liczbie *Macha* i sterze wysokości o wypukłym profilu. Zwykle wahania te były usunięte, lub też ostatecznie opóźnione do wyższych liczb *Macha*, przez sztuczne pogrubienie

krawędzi spływu steru wysokości. Czasem pojawiały się wahania o zewnętrznie podobnym charakterze, które wydawały się niezwiązanymi z jakimikolwiek zmianami w przebiegu charakterystyki momentu zawiasowego steru wysokości. Te ostatnie wahania były spowodowane nieregularnym opływem przy dużych liczbach *Macha*.

Wynika stąd, że dla zupełnego wyjaśnienia wpływu współczynników aerodynamicznych na stateczność przy dużych liczbach *Macha* trzeba jeszcze przeprowadzić wiele badań.



Rys. 27. Wychylenia steru wysokości, siły na drążku i przyśpieszenia normalne w locie nurkowym — samolot Mustang.

7. ZAKOŃCZENIE.

Należy się spodziewać, że ten artykuł uwydatni znaczenie badań w locie jako środka poznawczego przy rozwiązywaniu problemów wielkich szybkości. Miał on też wykazać ile jest jeszcze do zrobienia na tym polu jeżeli chcemy zrozumieć wszystkie zjawiska z jakimi mamy do czynienia przy jeszcze stosunkowo umiarkowanych liczbach *Macha* (w przybliżeniu do *0,85*).

Jak dotychczas nie mamy prawie żadnych badań w locie przy prędkościach przekraczających tę wartość. Należy z całą siłą podkreślić znaczenie badań w obszarze odpowiadającym liczbom Macha przekraczającym *0,85* już we wczesnych fazach prób z samolotami o skrzydłach w strzałę lub kształtu „delta", ze względu na niebezpieczeństwa jakie są przewidywane na podstawie prac w tunelach aerodynamicznych.

Ten wzrost liczby *Macha* przyniesie prawdopodobnie nowe ryzyko, dotychczas nie znanego rodzaju, w związku ze spadkiem *skuteczności sterów* wykazanym przez badania tunelowe przy $M = 0,9$. W tej materii możnaby dużo powiedzieć o wstępnych doświadczeniach z samolotami kierowanymi samoczynnie aż do najwyższych możliwych liczb *Macha*. Autor jednak nie wierzy, żeby przez to miały stracić na znaczeniu próby w locie dokonywane na samolotach pilotowanych przez ludzi. Dopiero przez najpełniejsze wyzyskanie wszystkich dostępnych metod badawczych będzie możliwe rozwiązanie szeregu zagadnień z jakimi stale mamy do czynienia w aerodynamice wielkich szybkości. Badania w locie przy użyciu samolotów pilotowanych przez ludzi będą stanowiły bez wątpienia jedno z głównych ogniw w tej odpowiedzialnej pracy.

NOWOŚCI TECHNICZNE

ZABUDOWA NADAJNIKÓW PRZYRZĄDÓW NAWIGACYJNYCH NA SZYBKICH SAMOLOTACH



Wiele współczesnych szybkich samolotów wyposażonych jest w długi pręt umieszczony na dziobie kadłuba. W pręt ten, równoległy do osi kadłuba, zabudowane są nadajniki niektórych przyrządów pokładowych, jak: szybkościomierza, wysokościomierza itp. Zamieszczone zdjęcie przedstawia taki pręt zabudowany na samolocie Northrop-Scorpion. Impulsy od przyrządów przekazywane są do kabiny pilota na drodze elektronicznej.

Flight, Nr 2111.

NOWY STOP LEKKI.

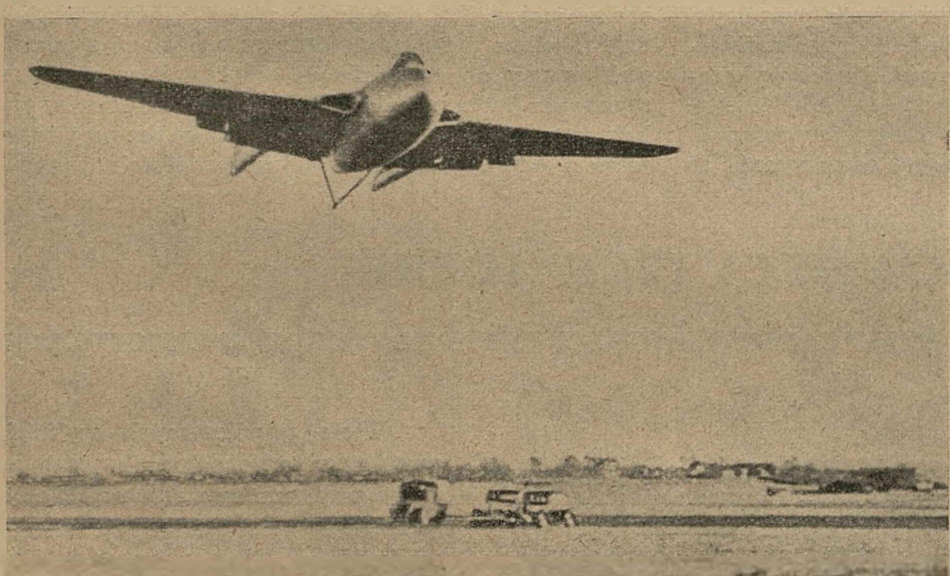
Aviation Week zamieściło wzmiankę o nowym, opracowanym przez dr Williamsa, stopie magnezu z litem. Wzmianka ta sformułowana została w niezwykle — jak na czasopismo techniczne — entuzjastycznym tonie.

Stop ten ma posiadać ciężar właściwy równy *1,7*, a więc niższy od ciężaru właściwego magnezu *(1,74)*, dzięki temu że ciężar właściwy litu wynosi *0,534*. (Dla porównania podajemy ciężary właściwe 2-ch lekkich stopów używanych w konstrukcjach lotniczych: dural — *2,8*, elektron — *1,8)*. Granica wytrzymałości nowego stopu przy ściskaniu jest prawie równa granicy wytrzymałości przy rozciąganiu, wynoszącej ca *46* kG/mm^2, a więc jest równa wytrzymałości duralu. Stop ten ma posiadać poza tym doskonałe własności wytrzymałościowe i konstrukcyjne. Przewidywane jest szerokie zastosowanie jego w konstrukcjach lotniczych. Bliższych danych narazie brak.

Aviation Week, June 27, 1949.

SAMOLOT BEZ PODWOZIA.

Prasa lotnicza z ostatnich miesięcy zamieszcza wzmianki o doświadczeniach przeprowadzanych z samolotami typu Sea Vampire, pozbawionymi podwozia. Doświadczenia te mają na celu rozwiązanie zagadnienia lądowania współczesnych szybkich samolotów



odrzutowych na lotniskowcach brytyjskich. Wyeliminowanie odpowiednio wytrzymałego podwozia, zdolnego przejąć i zamortyzować obciążenia przy lądowaniu na lotniskowcach, zmniejsza ciężar samolotu i pozwala na podwyższenie osiągów. Doświadczalne samoloty Sea Vampire, pozbawione podwozia, lądują „na brzuchu", na specjalnych matach gumowych absorbujących energię uderzenia. Maty te ułożone są na całej powierzchni przewidzianej do lądowania samolotów. Lądowanie odbywa się normalnie jak na lotniskowcach, tzn. samolot zaczepia specjalnym hakiem, umocowanym do tylnej części kadłuba, o liny gumowe, które są przeciągnięte prostopadle do kierunku lądowania. Jak dotąd nie zanotowano żadnych uszkodzeń dolnej części kadłuba przy takich lądowaniach, przewiduje się jednak wzmocnienie konstrukcji kadłuba. Samoloty poddane próbom nie posiadały uzbrojenia.

The Aeroplane Nr 1984.
Aviation Week, June 20, 1949.

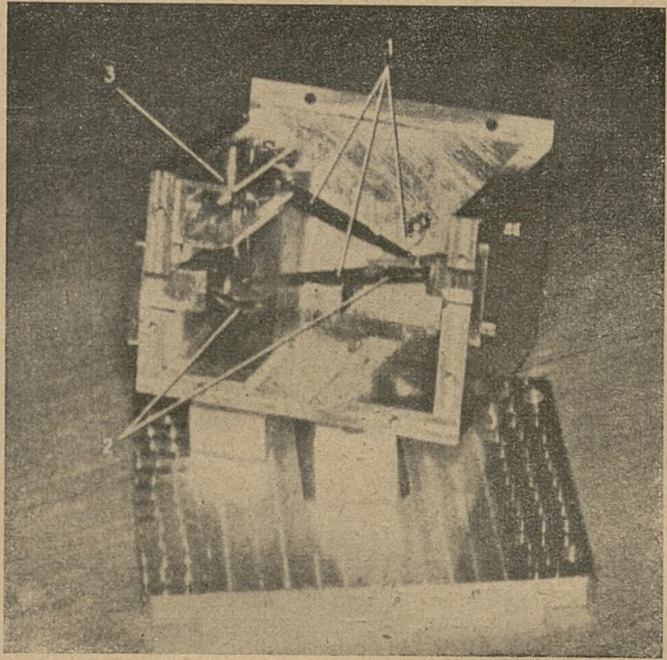
PRÓBY ZASTOSOWANIA BARWNEJ TELEWIZJI W BADANIACH SILNIKÓW PRZELOTOWYCH.

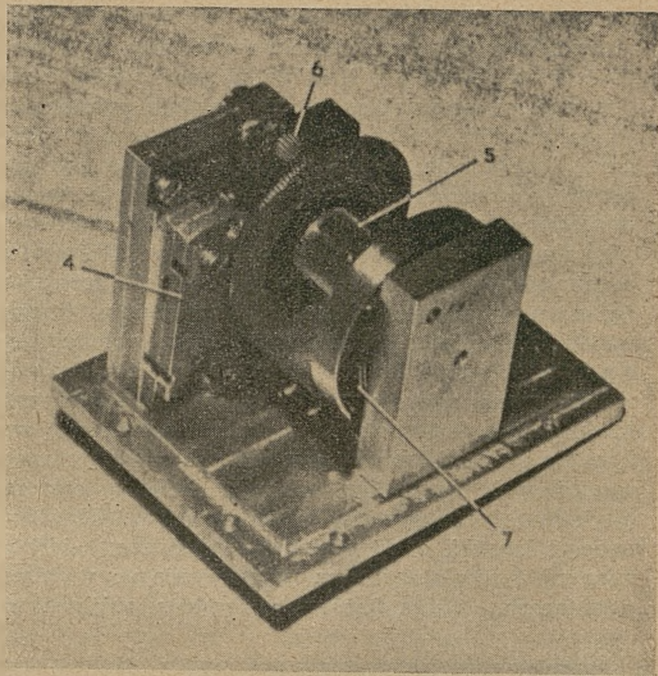
Biało-czarna telewizja jest już od pewnego czasu zastosowana przy badaniu silników odrzutowych, jak również przy badaniach innych procesów mogących stać się niebezpiecznymi przy obserwacji bezpośredniej. Ostatnio prowadzone są przez Wright Aeronautical Corp. doświadczenia, mające na celu przystosowanie *barwnej* telewizji do obserwowania procesów spalania w czasie badania silników przelotowych. Chodzi o to, że barwa płomienia jest jednym z ważnych czynników charakteryzujących przebieg spalania, wobec tego telewizja barwna może dać wiele cennych wskazówek, przy zupełnym bezpieczeństwie obserwatorów. Niebezpieczeństwo obrażeń cielesnych personelu przeprowadzającego doświadczenia jest przy badaniach silników przelotowych dość znaczne, zwłaszcza przy dużych jednostkach. Przewidywane jest użycie kilku kamer telewizyjnych, w celu jednoczesnej obserwacji różnych miejsc w komorze spalania. Dotychczas przeprowadzone próby miały dać wyniki pozwalające przypuszczać, iż powyższa metoda znajdzie techniczne zastosowanie. Istnieją tylko obawy, że przy badaniu większych jednostek mogą powstać trudności spowodowane znaczną ilością wypromieniowywanego ciepła oraz intensywnymi drganiami aparatury.

Aviation Week, July 18, 1949.

NOWY TYP PRZYŚPIESZENIOMIERZA LOTNICZEGO.

Już od dawna czynione były próby mające na celu zanalizowanie wypadków lotniczych z punktu widzenia występujących w nich przyspieszeń. Powodowano celowo uszkodzenia sprzętu w warunkach jak najbardziej zbliżonych do rzeczywistych warunków wypadku lotniczego. Występujące w czasie wypadku przyspieszenia rejestrowano przy pomocy specjalnie do tego celu opracowanych przyrządów. Przyrządy te





były jednak ciężkie, delikatne i z tego powodu niewygodne w użyciu; — nadawały się raczej do celów laboratoryjnych. Innym typem przyrządu był dynamometr pierścieniowy. Rejestrował on jednak tylko krańcowe wartości przyśpieszeń. Ostatnio opracowany został przez „Special Devices Center, Office of Naval Research" nowy typ przyspieszeniomierza. Rejestruje on nie tylko wartości przyspieszeń niezależnie od ich kierunku, ale również ich zmiany w czasie. Przyrząd ten, ważący ca 1,1 kG może być umieszczony w skrzynce o wymiarach 64×64×76 mm. Nie posiada on żadnego zewnętrznego źródła zasilania — stanowi całość sam w sobie. Przewiduje się zamontowanie przyspieszeniomierzy tego typu na większej ilości samolotów, co pozwoli na zebranie danych statystycznych przebiegów wypadków. Celem tych badań jest zebranie materiału doświadczalnego, pozwalającego znaleźć najprawidłowsze rozwiązanie konstrukcji i architektury kabiny z punktu widzenia bezpieczeństwa załogi w czasie uderzenia samolotu o przeszkodę. Ze względu na konieczność otrzymania możliwie dokładnego wykresu wartości przyśpieszeń podczas zderzenia w funkcji czasu, pożądanym byłoby umieszczenie przyspieszeniomierza bezpośrednio na ciele pilota. Ponieważ jest to z wielu względów niemożliwe, przewiduje się umieszczenie przyrządu na elemencie najbardziej związanym z ciałem pilota, na pasach bezpieczeństwa.

Ogólny wygląd przyrządu widoczny jest na zdjęciu. Posiada on trzy pręty umieszczone pod kątem prostym w stosunku do siebie. Pręty te zaopatrzone są w ostrza samopiszące umieszczone na dwóch trzecich ich długości. Końce prętów posiadają łopatki umieszczone w specjalnych tłumikach składających się z dwóch płytek metalowych obejmujących łopatkę. Wykres przyspieszenia w funkcji czasu rysowany jest na bębnie posiadającym trzy powierzchnie do zapisywania: trzon oraz dwie wewnętrzne powierzchnie kołnierza. Zespół bębna składa się z podstawy, bębna wraz z ułożyskowaniem oraz wyzwalacza. Wyzwalacz jest tak zbudowany, że uruchamia przyrząd po przekroczeniu przyspieszenia równego *13 g*. Regulator obrotów (wychwyt kotwicowy) solidnie zbudowany, posiada normalną częstotliwość około *200* okresów na sekundę. Steruje on obrotem bębna napędzanego sprężyną. Mechanizm bębna jest nakręcany za pomocą małego kółka zębatego. Mechanizm wyzwalacza zawiera dwa małe ciężarki zawieszone na wspólnej osi. Wychylenie ciężarków z normalnego położenia o określoną wielkość powoduje uruchomienie wyzwalacza. Opisany przyrząd może mierzyć przyśpieszenia do *250 g*. Czas ruchu bębna wynosi do *4* sekund. Badania wykazały, że w większości wypadków czas w którym samolot ulega uszkodzeniom w trakcie zderzenia wynosi *2* do *4* sekund.

1 — pręty z ostrzami zapisującymi,
2 — płytki tłumika,
3 — wyzwalacz,
4 — wychwyt kotwicowy,
5 — bęben,
6 — kółko zębate do nakręcania,
7 — sprężyna napędzająca.

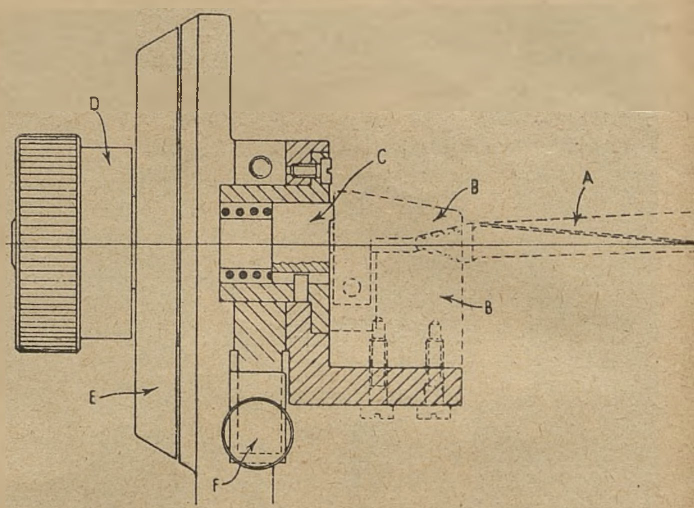
Awiation Week, June 13, 1949.

PROJEKTOR DO SPRAWDZANIA PROFILI ŁOPATEK TURBINOWYCH.

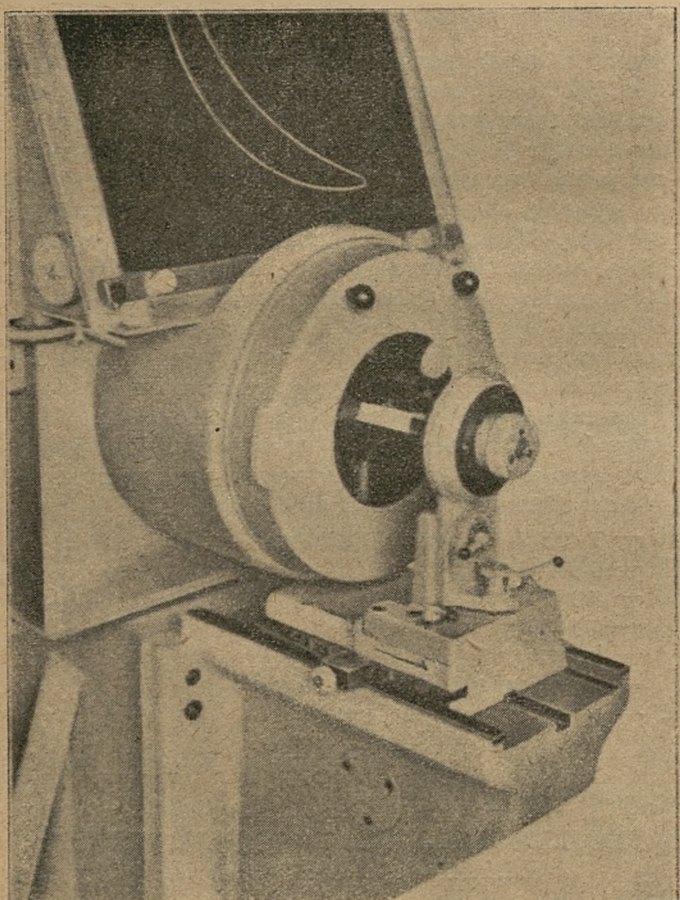
Poniżej opisujemy zasadę działania jednego z ostatnich typów przyrządów projekcyjnych, pozwalających na sprawdzanie z dużą dokładnością profilu łopatki turbiny, w dowolnym przekroju. Opisywany projektor opracowany został przez Société Genevoise d'Instruments de Physique i nosi numer katalogowy AP—14.

Załączone zdjęcie i szkice obrazują wygląd i zasadę działania projektora. Badana łopatka zamocowana jest poziomo w uchwycie, który umieszczony jest

na suporcie krzyżowym. Zasada otrzymywania obrazu profilu w dowolnym przekroju odbiega od dotychczasowych rozwiązań. Na łopatkę pada płaski, cienki strumień światła leżący w płaszczyźnie prostopadłej do osi łopatki. Strumień światła niejako więc „przecina" łopatkę, dając jasną, cienką linię na konturze żądanego przekroju. Pozostałe części łopatki są nieoświetlone. Linię powyższą można więc traktować jako ślad przecięcia się konturu łopatki z płaszczyzną prostopadłą do jej osi, a więc jest to profil łopatki w żądanym przekroju. Obraz tej linii zostaje rzucony na ekran za pomocą układu optycznego, składającego się z objektywu i luster. Nanosząc na ekran w dowolny sposób żądany profil łopatki w danym przekroju można łatwo określić stopień dokładności wykonania badanej łopatki. Projektor składa się z trzech zasadniczych zespołów: uchwytu łopatki, systemu oświetlenia oraz systemu projekcyjnego. Obrotowy uchwyt łopatki, o osi poziomej, umieszczony jest na suporcie zezwalającym na przesuwanie go w trzech wymiarach. Skala kątowa uchwytu umożliwia na-

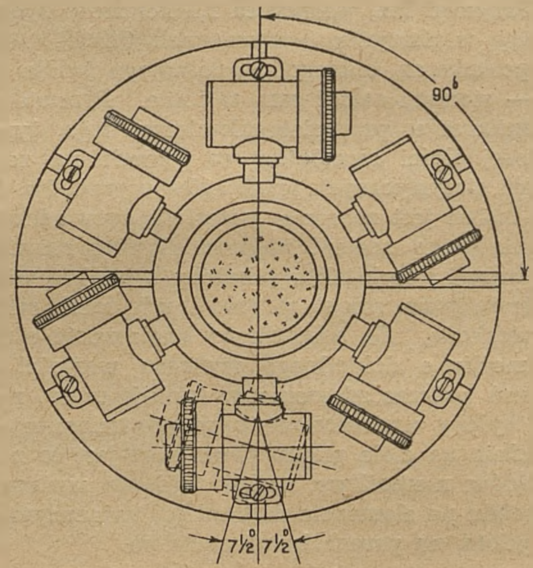


Przekroje przez uchwyt:
A — łopatka badana, B — szczęki, C — tłoczek ze sprężyną dociskającą, D — gałka uchwytu, E — tarcza ze skalą kątową, F — gałka nastawcza.



Ogólny widok projektora; widoczny jest uchwyt łopatki na suporcie, osłona zespołu oświetleniowego, oraz ekran.

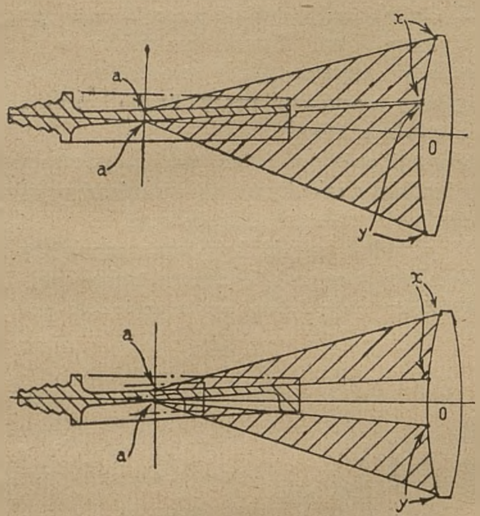
stawienie kąta z dokładnością do 10 minut. Przesunięcie uchwytu w płaszczyźnie pionowej może być dokonane z dokładnością do 0,013 mm. Z taką samą dokładnością można ustawić łopatkę w kierunku poprzecznym. Rozwiązanie konstrukcyjne uchwytu dozwala na szybkie założenie i zdjęcie łopatki. Maksymalny skok suportu w kierunku osi łopatki wynosi ok. 150 mm. W celu przyśpieszenia przesuwu w kierunku osi łopatki, przy jednoczesnym zachowaniu dokładności nastawienia, z lewej strony suportu umocowana jest zapadka unieruchamiająca suport w z góry określonych położeniach. System oświetlenia składa się z 6 lamp z objektywami, umocowanych na pierścieniu. Pierścień ten daje się obracać o kąt 90^0; każda z lamp może być odchylona o $7{,}5^0$ w obie



Zespół oświetlenia.

strony od swej normalnej pozycji. Zastosowane są lampy Philipsa (Nr 3871 c) posiadające proste włókna. Układ ten daje płaski, cienki strumień światła o dużej jasności. Główny objektyw projekcyjny zmontowany jest w osi optycznej układu pokrywającej się z osią łopatki. Jego oś jest więc prostopadła do płaszczyzny strumienia świetlnego. Zamieszczony szkic wyjaśnia sposób powstawania obrazu profilu przy

różnych rozwiązaniach konstrukcyjnych łopatek. Ze względu na to, że powierzchnia łopatki mogłaby odbić padający promień świetlny pod takim kątem, iż nie osiągnął by on obiektywu, pokrywa się ją przed badaniem warstewką tlenku magnezu grubości 0,01 mm. Warstewka ta rozprasza padający strumień



Schemat biegu promieni świetlnych:
O — główny obiektyw, a — a odwzorowywany przekrój łopatki, x — x, y — y skrajne promienie świetlne osiągające obiektyw.

świetlny, tak że znaczna część światła dociera do obiektywu i daje obraz na ekranie. Warstewkę tę wytwarza się na łopatce przez spalenie w pobliżu niej tlenku magnezu; jest ona łatwa do usunięcia.

Obiektyw główny jest wymienny. Stosuje się obiektywy dające powiększenia 10 i 20-krotne. Ekran odchylony od pionu o kąt 20°, posiada wymiary 420×520 mm.

Aircraft Production. Nr. 129, July 1949.

NOWA METODA OŚWIETLANIA TABLICY

Grupa inżynierów radiowych firmy Bendix Aviation Corp. przeprowadza badania nad zagadnieniem doboru najwłaściwszego oświetlenia tablic przyrządów radiowych w kabinie załogi samolotu. Założeniem było, że tablica przyrządów musi być łatwo czytelna tak we dnie jak i w nocy. Pilot musi łatwo i z jak najmniejszym wysiłkiem odczytywać wskazania przyrządu we wszystkich możliwych warunkach. Tablica przyrządów nie może również dawać odblasków. Przeprowadzone studia wykazały, że najlepszą barwą światła dla tablicy przyrządów jest barwa czerwona. Nowy typ tablicy przyrządów radiowych opracowany przez Bendix pod nazwą „Da-Nite", ma być równie łatwo czytelny we dnie jak i w nocy. Tablica wykonana jest z bardzo trwałego i twardego plastyku odpornego na zadrapania nawet ostrym przyrządem oraz na działanie benzyny, acetonu, trójchlorku węgla, alkoholu itp.

Litery, cyfry i inne oznaczenia naniesione są na tablicę za pomocą specjalnej metody fotograficznej, zapewniającej dużą ich ostrość. W świetle dziennym oznaczenia posiadają wyraźną białą barwę odbijającą się od czarnego tła tablicy. W nocy tablica zostaje oświetlona od tyłu za pomocą światła czerwonego wytwarzanego przez zespół małych żarówek. Oznaczenia przybierają wówczas wyraźną barwę czerwoną, podczas gdy tło tablicy przybiera barwę czerwono-szarą. Oświetlenie to nie daje ani cieni ani blasków.

Aero Digest, June 1949.

NOWE KSIĄŻKI

AERODYNAMIKA Rozdział z Poradnika technicznego „Mechanik" (zeszyt 12, 13 i 14) opracowany przez dr inż. J. Bondera. Wyd. Instytutu Wydawniczego SIMP. Warszawa 1949.

W bardzo przejrzystej formie i bardzo treściwie podaje autor ogólne pojęcia i zależności, podstawy kinematyki płynów w zastowaniu do aerodynamiki, zasady aerodynamiki klasycznej, aerodynamikę lotniczą średnich prędkości oraz dynamikę gazów. Całość jest opracowana bardzo starannie i jest cenną pozycją w naszej bardzo skromnej literaturze lotniczej.

Nie umniejszając bynajmniej wartości pracy autora, sądzę, że zaszło tu jakieś nieporozumienie, które w efekcie końcowym odbije się na użytkowniku „Mechanika". Nie wyobrażam sobie bowiem, jak można zaprojektować np. śmigło, wentylator czy najprostszą powierzchnię nośną na podstawie podanego materiału. Wykład aerodynamiki w ujęciu „Mechanika" obejmuje stronę wyłącznie teoretyczną, która ma niestety wadę podawania raczej jakościowego, a nie ilościowego przebiegu zjawisk. Przypuszczam, że w obecnej sytuacji koniecznym byłoby dodanie jeszcze jednego zeszytu „Mechanika", obejmującego współczynniki aerodynamiczne i ich zastosowanie w praktyce. Poza tym bardzo potrzebne jest, z powodu aktualności zagadnień, omówienie opływu kaskad profilów, kierownic oraz podanie wzorów na obliczanie wentylatorów.

Dużo zamieszania wprowadza zastosowanie przez redakcję nowych oznaczeń (wbrew opinii autora) opartych na projekcie normy PN, odnośnie gęstości powietrza, lepkości itp. Chociaż intencji ujednostajnienia oznaczeń należy przyklasnąć, to jednak wprowadzając każdą zmianę należałoby przede wszystkim sprawdzić jej celowość i zasięgnąć opinii fachowców z tej dziedziny, której zmiana dotyczy. Lotnicza literatura techniczna na całym prawie świecie, z radziecką na czele stosuje oznaczenia używane przez nas dawniej, każdy zaś inżynier czy technik chcąc śledzić ostatnie zdobycze techniki lotniczej musi oczywiście czytać dzieła obce. Nie jest więc celowe wprowadzanie *wyłącznie* w literaturze polskiej oznaczeń odrębnych, gdy jednocześnie *musimy* korzystać z literatury obcej o znaczeniach stosowanych dotąd.

J. S.

J. I. LEWINSON. Aerodinamika bolszich skorostiej (Gazowaja dinamika). Oborongiz, Moskwa, 1949. 336 str.

Zmarły przedwcześnie (10 marca 1948) autor, wykładowca Akademii im. Żukowskiego w Moskwie, współpracownik prof. Juriewa, w przedmowie do swej „Aerodynamiki dużych prędkości" podkreśla konieczność zaznajomienia wszystkich pracowników lotnictwa z zagadnieniami jakie wysuwa rewolucyjny rozwój jego w ostatnich latach.

Polskiego czytelnika uderza śmiałe założenie autora, który chce dać podręcznik pożyteczny zarówno w ręku robotnika przemysłu lotniczego jak inżyniera, czy studenta. Zamierzony cel osiąga autor przez wydzielenie w każdym rozdziale istoty fizycznej problemu od dalszego matematycznego rozwinięcia. Tylko autor mający cenny dar popularyzacji przy najgłębszej znajomości przedmiotu mógł dać w rezultacie podręcznik o tak wysokiej wartości i szerokim zastosowaniu jakim jest wymieniona na wstępie „Aerodinamika bolszich skorostiej". Godną podkreślenia cechą pracy jest to, że autor nie zakłada z góry, że związane z głównym tematem problemy z ogólnej dziedziny fizyki są czytelnikowi znane. Kolejne tytuły książki podają w niezbędnym zakresie wiadomości z fizyki ośrodków ciągłych, termodynamiki, struktury atmosfery i akustyki. Właściwy wykład zagadnień dynamiki ośrodków ściśliwych poprzedzany jest zwięzłym przedstawieniem problemu na gruncie mechaniki cieczy nieściśliwej. Po omówieniu podstawowych zagadnień teoretycznych, autor poświęca część swej pracy praktycznym zastosowaniom. Mechanika profilu lotniczego dla dużych prędkości, typowe układy samolotów szybkich, możliwości poprawy warunków pracy śmigła, omówione są w końcowych tytułach książki.

Dużo uwagi poświęca autor technice pomiarowej. Poszczególne rozdziały zakończone są pytaniami repetycyjnymi oraz przykładami i zadaniami liczbowymi.

Polski przekład książki Lewinsona zapełniłby na ważnym odcinku lukę w naszej literaturze technicznej. Mógłby nadto służyć jako wzór dobrze syntetyzującego podręcznika.

B.

KRONIKA ZPIL

NOWI CZŁONKOWIE

W trzecim kwartale b. roku zostali przyjęci na członków Koła Lotniczego (ZPIL) następujący koledzy:

95 — Jakubowski Antoni
96 — Majewski Zygmunt
97 — Pirowski Aleksander
98 — Siemiński Ryszard
99 — Witkowski Jerzy
100 — Żugajewski Władysław
101 — Leja Wiktor
102 — Skwierczyński Mieczysław
103 — Matz Rudolf
104 — Dowkontt Jerzy
105 — Kurkiewicz Roman
106 — Wysocki Józef
107 — Naleszkiewicz Jarosław
108 — Lewandowski Ryszard
109 — Krawczyński Piotr

ODCZYTY

Z racji okresu urlopowego działalność odczytowa w III kwartale b. roku była wstrzymana, natomiast przewidziane jest kilka odczytów w IV kwartale.

Dniem odczytowym będzie piątek godz. 17 pp. Odczyty będą się odbywały w lokalu Instytutu Aerodynamicznego w Warszawie, ul. Nowowiejska 24.

OD REDAKCJI

Pragnąc jak najbardziej dostosować poziom „Techniki Lotniczej do potrzeb czytelników, redakcja nasza organizuje walne zebranie dyskusyjne, które odbędzie się w dniu 20 stycznia 1950 r. o godz. 18.00 w gmachu Instytutu Aerodynamicznego w Warszawie, ul. Nowowiejska 24.

W celu zebrania jak największej ilości wypowiedzi, prosimy tych czytelników, którzy nie będą mogli przybyć osobiście na zebranie o przesłanie swoich uwag pocztą, najpóźniej do dnia 14 stycznia 1950 r., tak aby mogły być one odczytane na zebraniu i poddane dyskusji.

Mamy nadzieję, że w dyskusji wezmą udział wszyscy nasi czytelnicy i że wynik jej będzie stanowił dla nas cenną wskazówkę programową.

Wydaje INSTYTUT WYDAWNICZY SIMP. Redaguje KOLEGIUM REDAKCYJNE ZPIL
Skład Kolegium: Przewodniczący — Inż. Wł. Fiszdon. Członkowie: dr. inż. Z. Brzoska, płk. inż. H. Krajewski, inż. Fr. Janik, dr inż. Fr. Misztal, inż. W. Roth, inż. J. Paczoski (Redaktor Techn.).
Cena pojedyńczego zeszytu: 1948 r. — 120 zł, 1949 r. — 200 zł. Konto PKO-I-8100. Prenumerata za r. 1948 — 300 zł. półroczna w 1949 — 300 zł, roczna w 1949 — 600 zł.
Organizacjom młodzieży uczącej się przysługuje zniżka 50% przy prenumeracie od 10 egz.
Prenumerata za granicą: rocznie $ 4 wzgl. £ 1
Adres Redakcji: Warszawa, ul. Nowowiejska 24. Adres Administracji: Warszawa, ul. Mickiewicza 18.
Redakcja czynna jest we wtorki i czwartki od godz: 17.30 do 18.30
Druk.: „AUTOMAT" Warszawa, Wileńska 7. B-92651